

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО  
ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ «САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ  
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ АКАДЕМИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ Ж. И.  
АЛФЁРОВА РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК»

На правах рукописи



Шугуров Константин Юрьевич

НИТЕВИДНЫЕ НАНОКРИСТАЛЛЫ НИТРИДА ГАЛЛИЯ НА КРЕМНИИ:  
СВОЙСТВА И ПРИБОРНОЕ ПРИМЕНЕНИЕ

Специальность

1.3.2 – Приборы и методы экспериментальной физики

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук  
Мухин Иван Сергеевич

Санкт-Петербург

2022

## ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	3
ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ .....	10
1.1 Нитрид галлия: свойства, применение, особенности.....	10
1.2 Нитевидные нанокристаллы GaN .....	16
1.3 Методы и особенности синтеза нитевидных нанокристаллов GaN.....	20
1.4 Массивы нитевидных нанокристаллов GaN на Si.....	25
1.5 Одиночные нитевидные нанокристаллы GaN .....	28
Выводы к Главе 1 .....	31
ГЛАВА 2. ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ .....	33
2.1 Постростовая обработка полупроводниковых структур .....	33
2.1.1 Оптическая литография.....	33
2.1.2 Вакуумное осаждение материалов.....	34
2.1.3 Плазменная обработка.....	35
2.1.4 Быстрый термический отжиг .....	36
2.2 Экспериментальные методы.....	37
2.2.1 Измерение вольт-амперных характеристик .....	37
2.2.2 Ток, индуцированный электронным пучком .....	39
2.2.3 Малосигнальный частотный анализ .....	40
ГЛАВА 3. ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕТЕРОИНТЕРФЕЙСА GaN ННК/Si.....	43
Введение .....	43
3.1 Эпитаксиальные структуры GaN ННК/Si .....	43
3.2 Постростовая обработка структур .....	44
3.2.1 Формирование контакта к Si.....	46
3.2.2 Формирование изолирующего слоя между ННК .....	47
3.2.3 Формирование контакта к GaN ННК.....	49
3.3 Измерения электрофизических характеристик .....	51
3.4 Обработка в плазме водорода.....	55
Выводы к Главе 3 .....	60
ГЛАВА 4. ИССЛЕДОВАНИЕ ТРАНСПОРТНЫХ СВОЙСТВ ОДИНОЧНЫХ GaN ННК.....	62
Введение .....	62
4.1 Формирование структур на основе одиночных GaN ННК.....	62

4.2 Электрические измерения.....	66
4.3 Влияние поверхностных состояний на канал проводимости в GaN ННК.....	69
Выводы к Главе 4 .....	71
<b>ГЛАВА 5. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИОДА ШОТТКИ НА ОСНОВЕ ОДИНОЧНОГО GaN ННК.....</b>	<b>72</b>
Введение.....	72
5.1 Физическая модель.....	72
5.2 Моделирование ВАХ и высоты барьера .....	74
5.3 Моделирование частотных характеристик .....	76
Выводы к Главе 5 .....	78
<b>ГЛАВА 6. ПРИБОРНОЕ ИСПОЛНЕНИЕ ДИОДОВ ШОТТКИ НА ОСНОВЕ ОДИНОЧНЫХ GaN ННК.....</b>	<b>80</b>
Введение.....	80
6.1 Диоды Шоттки на основе нелегированных GaN ННК .....	80
6.1.1 Выбор структурных элементов и расчет топологии контактных площадок .....	80
6.1.2 Постростовая подготовка диодных структур.....	85
6.1.3 Исследование ВАХ.....	89
6.1.4 Частотные исследования.....	96
6.2 Диоды Шоттки на основе легированных GaN ННК .....	105
6.2.1 Модификация топологии контактных площадок .....	107
6.2.2 Постростовая подготовка диодных структур.....	110
6.2.3 Исследования ВАХ.....	113
6.2.4 Частотные исследования.....	116
Выводы к Главе 6 .....	120
<b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ .....</b>	<b>122</b>
<b>СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ .....</b>	<b>124</b>
<b>СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ .....</b>	<b>125</b>
<b>СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....</b>	<b>127</b>

## ВВЕДЕНИЕ

Активное развитие полупроводниковых технологий, начавшееся в середине прошлого века, заложило фундамент, на котором базируется вся современная электроника. Её значимость в повседневной жизни крайне сложно переоценить, поскольку данная область является неотъемлемой частью и находит массовое применение во всевозможных сферах человеческой деятельности, начиная от окружающих нас бытовых вещей и заканчивая освоением космоса.

Началом полупроводниковой электроники можно считать создание Уолтером Браттейном и Джоном Бардиным первого биполярного транзистора в 1947 году. Это революционное изобретение поначалу не было воспринято по достоинству, так как значительно уступало по своим характеристикам господствующим на тот момент электронным лампам. На ряду с ненадёжной точечно-игольчатой технологией, по которой изготавливались первые транзисторы, одним из главных недостатков была их низкая температурная стабильность – они переставали работать при температурах 60 – 70 °С. Это было обусловлено использованием германия, который являлся основным полупроводниковым материалом на заре «транзисторной» эпохи. Ввиду перспектив использования данных разработок в военно-промышленном комплексе сразу стало очевидным, что германий не способен обеспечить требуемые выходные характеристики прибора. Благодаря упорству и усилиям ряда исследователей уже в 1951 году удалось реализовать транзистор в сплавном кристалле без использования точечных контактов, а еще через 4 года был продемонстрирован первый транзистор на основе кремния (Si) – основообразующего материала сегодняшней полупроводниковой отрасли. Успехи в освоении кремния и его превосходство над германием открыли большой простор для исследований и развития электроники, тем не менее, не было сомнений в том, что рано или поздно и его фундаментальные возможности достигнут фундаментальных материальных пределов.

Постепенно растущие требования, предъявляемые к выходным характеристикам электронных устройств, стимулируют поиск путей совершенствования и улучшения электронных компонентов. Ярким примером, в частности, является отечественная глобальная навигационная спутниковая система (ГЛОНАСС), расчётный срок службы спутников которой составляет 5 – 7 лет. Однако, в реальности большое число спутников выходит из строя раньше. Для решения этой актуальной проблемы требуется более современная электронная компонентная база (ЭКБ) – диоды, транзисторы, интегральные микросхемы и пр. – способная длительное время функционировать в условиях космоса. В России ситуация дополнительно осложнена тем, что отечественные радиоэлектронные системы состоят из значительной части импортных компонентов [1], что в последние годы вызвало большой спрос на локализацию их

производства. Более того, вследствие ограничений на поставку ЭКБ из-за рубежа, сроки изготовления российских спутников были увеличены на 8 – 10 месяцев [2]. Сегодня перед учёными и инженерами стоит комплексная задача, направленная, в первую очередь, на улучшение приборных характеристик компонентов, например, удельной коммутируемой мощности, частотного диапазона, шумовых показателей, стойкости к тепловым и радиационным нагрузкам. Параллельно на всё это накладывается общий тренд миниатюризации, а также далеко немаловажным параметром остаётся и стоимость. Удовлетворить многочисленным требованиям с каждым годом становится всё сложнее. Подтверждением этому является активное исследование и постепенное внедрение в полупроводниковую промышленность новой материальной базы.

Одним из главных кандидатов, способных уже в обозримом будущем составить серьёзную конкуренцию кремнию, является нитрид галлия (GaN) – широкозонный полупроводник, обладающий высокой термической, химической и радиационной стойкостью. Его фундаментальные материальные характеристики делают возможным работу электронных компонентов в неблагоприятных условиях и агрессивных средах, а также позволяют осуществлять модернизацию ЭКБ, в первую очередь, в области силовой и сверхвысокочастотной (СВЧ) электроники. Следует также отметить, что на базе GaN были созданы первые мощные светодиоды синего и ультрафиолетового (УФ) свечения, что в итоге привело к революции в области энергоэффективного освещения, а в 2014 году Исаму Акасаки, Хироси Амано и Суджи Накамура удостоены Нобелевской премии по физике за данные исследования и разработки. В сфере бытовых приборов можно дополнительно выделить набирающие популярность зарядные устройства мощностью до 65 Вт на основе GaN, при этом имеющих размеры классических 10-ти ваттных зарядных устройств для смартфонов. Несмотря на значимый успех в освоении GaN и коммерческую доступность ряда компонентов, стремительное внедрение GaN в гражданскую индустрию сдерживается экономическими и технологическими факторами. Это обусловлено использованием дорогостоящих ростовых подложек (SiC, сапфир) и, что более важно, необходимостью наращивания буферных слоёв для компенсации решёточного рассогласования GaN с материалом подложки. Даже синтез на кремнии решает экономическую проблему лишь отчасти, поскольку из-за всё тех же технологических сложностей конечная стоимость продукции остаётся весьма высокой, а «собственные» подложки GaN очень дороги и массово недоступны [3]. Более того, актуальной проблемой гетероэпитаксиального GaN до сих пор является получение высококачественных плёнок в промышленных масштабах.

Сложившиеся ограничения могут быть преодолены посредством перехода от классических планарных структур к нитевидным нанокристаллам (ННК), которые благодаря своей геометрии и развитой боковой поверхности обладают рядом уникальных свойств и

особенностей. Во-первых, кристаллическое качество синтезируемых ННК существенно превосходит качество планарных слоёв [4]. Возникающие при росте механические напряжения в ННК релаксируются на боковой поверхности, поэтому данные наноструктуры практически не имеют дислокационных дефектов и могут быть синтезированы без использования буферных слоёв даже на подложках с существенным рассогласованием по параметру решётки [5]. Во-вторых, морфологические особенности ННК позволяют эффективно отводить тепло от кристалла за счёт развитой боковой поверхности. В-третьих, субмикронные поперечные размеры ННК (обычно порядка 100 – 200 нм) обуславливают сверхмалые величины ёмкости полупроводниковых приборов, что немаловажно для обеспечения их быстродействия. Таким образом, GaN ННК сохраняют потенциал экономически обоснованной интеграции с кремнием, попутно устраняя ряд ключевых преград, ограничивающих широкую доступность GaN-компонентов. Более того, такой подход открывает новые перспективы и возможности в совершенствовании существующей ЭКБ.

Тем не менее, несмотря на множество исследований и работ по созданию на базе GaN ННК различных полупроводниковых приборов, в случае системы GaN ННК/Si недостаточное внимание уделено соответствующему гетеропереходу, который, являясь составной частью структуры, может оказывать существенное влияние на её характеристики. С другой стороны, при рассмотрении одиночных ННК, неизученными остаются их возможности с точки зрения токовых нагрузок, что особенно важно для силовых приложений. А в разрезе таких значимых компонентов, как, например, диодов Шоттки, не исследованы частотные возможности диодов в конфигурации ННК.

Данная работа посвящена исследованию гетероперехода GaN ННК/Si, а также возможностей одиночных GaN ННК для силовых и СВЧ применений.

**Актуальность** работы определяется необходимостью совершенствования характеристик современных полупроводниковых приборов за счёт применения новой материальной базы, в частности GaN ННК. Кроме того, в России технологии создания ЭКБ относятся к критическим, что дополнительно подчёркивает **важность и значимость** исследований в данной области.

**Цель** данной работы – исследование транспортных свойств гетероперехода GaN ННК/Si и одиночных GaN ННК для создания на их основе диодов Шоттки.

**Основные задачи:**

- 1) Разработать технологический цикл и развить методы постростовой обработки структур GaN ННК/Si, а также исследовать влияние различных затравочных слоёв на их транспортные характеристики;
- 2) Развить методы формирования электрических контактов к одиночным GaN ННК, перенесённым на вспомогательную непроводящую подложку;

- 3) Исследовать транспортные свойства одиночных GaN ННК в условиях высоких токовых нагрузок для силовых полупроводниковых приборов;
- 4) Составить физическую модель и провести численный расчёт приборных характеристик диода Шоттки на основе одиночного GaN ННК;
- 5) Разработать топологию контактных площадок и технологическую карту изготовления диодов Шоттки на основе одиночных GaN ННК;
- 6) Изготовить серию диодов Шоттки и определить их частотные характеристики.

**Научная новизна** данной диссертационной работы обусловлена использованием нового, активно исследуемого, но пока не получившего широкого распространения в производстве ЭКБ материала – нитрида галлия, а также реализацией на его основе полупроводникового прибора со структурой комбинированной размерности (квазиодномерная/планарная). Также в работе:

- 1) Впервые продемонстрировано улучшение диодных характеристик гетероинтерфейса *n*-GaN ННК/*p*-Si за счёт обработки в водородной плазме;
- 2) Впервые продемонстрирована способность одиночных GaN ННК коммутировать токи плотностью  $1.7 \pm 0.3 \text{ MA/cm}^2$  в импульсном режиме для приложений силовой электроники;
- 3) При помощи численного моделирования исследованы свойства контакта GaN ННК/Au и впервые показано, что диод Шоттки на основе одиночного GaN ННК достигает субтерагерцовых частот отсечки;
- 4) Изготовлены диоды Шоттки на основе одиночных GaN ННК и впервые экспериментально продемонстрировано достижение частоты отсечки  $165.8 \pm 1.5 \text{ ГГц}$ .

### **Практическая значимость**

Результаты, полученные в рамках данной работы, могут лечь в основу дальнейших исследований полупроводниковых приборов на базе ННК, а также могут быть использованы отечественными предприятиями для внедрения новых подходов к созданию электронных компонентов, обладающих улучшенными характеристиками по сравнению с уже производимыми на данный момент. В частности, предложена конструкция диодов Шоттки на основе одиночных GaN ННК, достигающих субтерагерцовых частот отсечки. В России, в том числе и Санкт-Петербурге, располагается ряд предприятий, занимающихся исследованиями, разработкой и производством электронных компонентов для различных отраслей промышленности, разработка и производство продукции в которых осуществляется по полному циклу «исследование — разработка — производство — реализация». Продукция предприятий используется в аппаратуре радиосвязи, радиолокации, телевидения, медицины, бытовой техники.

### **Положения, выносимые на защиту:**

1. Гетероструктуры *n*-GaN ННК/*p*-Si, в которых GaN ННК синтезированы без затравочного слоя, при обработке в плазме водорода с плотностью мощности 2 мВт/см<sup>3</sup>, давлением 0.5 Торр, температуре 350 °С и в интервале 1 – 20 минут демонстрируют уменьшение темнового обратного тока более чем на порядок; длительность обработки, при котором наблюдается снижение обратного тока более чем на 3 порядка, составляет 10 минут;
2. Экспериментально продемонстрировано, что отделённые от ростовой подложки кремния одиночные нитевидные нанокристаллы GaN, синтезированные методом молекулярно-пучковой эпитаксии, обеспечивают коммутацию токов плотностью  $1.7 \pm 0.3$  МА/см<sup>2</sup> в импульсном режиме с длиной импульса 1 мс и коэффициентом заполнения 0.001;
3. В соответствии с результатами численного моделирования диод Шоттки, образованный одиночным GaN ННК диаметром 200 нм, уровнем легирования  $1 \times 10^{17}$  см<sup>-3</sup> и торцевым Au-контактом, а также находящийся при нулевом смещении по напряжению имеет частоту отсечки в диапазоне от 100 до 300 ГГц при длине ННК от 0.5 до 3 мкм. Частота отсечки от 200 до 400 ГГц достигается для диодов Шоттки на основе GaN ННК такого же диаметра и длине 2 мкм с уровнем легирования, лежащим в диапазоне  $10^{17}$  –  $10^{18}$  см<sup>-3</sup>;
4. Экспериментально продемонстрировано, что диоды Шоттки на основе одиночных нитевидных нанокристаллов GaN легированных кремнием на уровне  $10^{18}$  см<sup>-3</sup>, синтезированных методом молекулярно-пучковой эпитаксии на кремнии, достигают частот отсечки  $165.8 \pm 1.5$  ГГц.

### **Апробация результатов работы**

По материалам диссертации сделано 11 докладов на всероссийских и международных конференциях:

- 1) Международная конференция Физика.СПб, ФТИ им. А.Ф.Иоффе, 24.10.2017 – 26.10.2017, «Исследование электрических и спектральных характеристик GaN/Si солнечных элементов при различной подготовке интерфейсов»;
- 2) 5th International School and Conference on Optoelectronics, Photonics, Engineering and Nanostructures «Saint Petersburg OPEN 2018», Санкт-Петербургский Академический Университет РАН, 02.04.2018 – 05.04.2018, «Influence of hydrogen plasma passivation on electrical and spectral characteristics of GaN nanowires / Si solar cells»;



- 3) Международная конференция ФизикА.СПб, ФТИ им. А.Ф.Иоффе, 22.10.2019 – 24.10.2019, «Исследование режимов водородной пассивации гетероинтерфейса GaN ННК/Si»;
- 4) 6th International School and Conference on Optoelectronics, Photonics, Engineering and Nanostructures «Saint Petersburg OPEN 2019», Санкт-Петербургский Академический Университет РАН, 22.04.2019 – 25.04.2019, «Hydrogen passivation effect on performance of GaN NWs/Si photovoltaic heterostructures»;
- 5) 7th International School and Conference on Optoelectronics, Photonics, Engineering and Nanostructures «Saint Petersburg OPEN 2020», Санкт-Петербургский Академический Университет им. Ж.И. Алфёрова РАН, 27.04.2020 – 30.04.2020, «Numerical study of Schottky diode based on single GaN NW on Si»;
- 6) 8th International School and Conference on Optoelectronics, Photonics, Engineering and Nanostructures «Saint Petersburg OPEN 2021», НИУ ВШЭ (Санкт-Петербург), 25.05.2021 – 28.05.2021, «Single GaN nanowires for high current commutation devices»;
- 7) 9th International School and Conference on Optoelectronics, Photonics, Engineering and Nanostructures «Saint Petersburg OPEN 2022», НИУ ВШЭ (Санкт-Петербург), 24.05.2022 – 27.05.2022, «Microwave Schottky diodes based on single GaN nanowires»;
- 8) Российская конференция и школа молодых ученых по актуальным проблемам полупроводниковой фотозлектроники (с участием иностранных учёных) ФОТОНИКА 2021, Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова, 04.10.2021 – 08.10.2021, «Исследование работы диода Ганна в рамках новой многодолинной модели зоны проводимости»;
- 9) 19-я Всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике, Санкт-Петербургский Академический Университет РАН, 27.11.2017 – 01.12.2017, «Влияние способа подготовки интерфейсного слоя на электрические и спектральные характеристики GaN/Si солнечных элементов»;
- 10) 20-я Всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике, Санкт-Петербургский Академический Университет РАН, 26.11.2018 – 30.11.2018, «GaN ННК/Si солнечный элемент: численное моделирование, синтез и характеристика»;
- 11) 21-я Всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике, Санкт-Петербургский Академический Университет РАН, 25.11.2019 – 29.11.2019, «Исследование эффектов объёмной неустойчивости в одиночных GaN ННК в сильных электрических полях».

### **Публикации**

В рамках диссертационной работы опубликовано 12 печатных работ в российских и зарубежных рецензируемых научных журналах, входящих в перечень, рекомендуемых ВАК, а также индексируемых в базах Scopus и Web of Science.

**Личный вклад автора** заключается в разработке и реализации ряда технологических процессов постростовой обработки структур на основе ННК для создания на их основе полупроводниковых приборов. Разработана математическая модель для описания частотных характеристик диодов Шоттки на основе одиночных GaN ННК. Все результаты экспериментальных и теоретических исследований, отраженных в данной диссертационной работе, обработаны и получены лично автором, либо при его непосредственном участии.

### **Структура и объём**

Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения, списка сокращений и условных обозначений, списка публикаций автора по теме диссертации и списка использованной литературы. Объём диссертации составляет 146 страниц печатного текста и содержит 57 рисунков, 9 таблиц и список литературы из 242 источников.

## ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

## 1.1 Нитрид галлия: свойства, применение, особенности

Нитрид галлия (GaN) – материал, олицетворяющий сегодня новый виток развития полупроводниковой электроники, и во многом определяющий вектор её будущего – уже на протяжении достаточно длительного времени находится в поле зрения учёных и исследователей по всему миру. Первое литературное упоминание о получении данного соединения датируется 1932-м годом [6]. Тогда GaN был получен в виде тёмно-серого порошка посредством реакции металлического галлия (Ga) и аммиака (NH<sub>3</sub>) при температуре около 1000 °С. В этой же работе была отмечена его чрезвычайно высокая температурная и химическая стабильность. В частности, разбавленные и концентрированные кислоты как соляная (HCl), плавиковая (HF) и азотная (HNO<sub>3</sub>) не оказывали на него никакого влияния, попытки растворить GaN в горячей «царской водке» (смесь концентрированных HCl и HNO<sub>3</sub>) также не увенчались успехом. В то же время зафиксирована слабая диссоциация в горячих серной кислоте (H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>) и гидроксиде натрия (NaOH). В течение следующих более чем 20 лет исследования в основном проводились с использованием порошкового GaN [7], причём, в литературе за этот период можно найти лишь незначительное количество публикаций, посвящённых данному материалу. В какой-то степени это может быть связано с размерами получаемых тогда микрокристаллов, что, вероятно, осложняло работу с ними. Тем не менее, в 1938 году, немецкими химиками Робертом Джузой и Гарри Ханом были проведены рентгеновские исследования GaN, где они отметили его кристаллическую структуру типа вюрцита и определили её решёточные параметры [8]. Примечательно, что в этой же работе авторы ссылаются на советского учёного – Германа Степановича Жданова – который за год до этого уже получил похожий результат. Иные упоминания о подобных исследованиях до 1937 года в литературе не найдены, поэтому наш соотечественник с большой долей вероятности является первым, кому удалось их провести, а его труд по праву можно считать пионерским по отношению к GaN.

После изобретения транзистора в 1947 году перспективы полупроводниковых материалов стали более отчетливыми. Их важность, в принципе, понимали задолго до этого события, тем не менее, именно оно кардинально повлияло на ситуацию. В конце 40-х годов интенсивность исследований полупроводниковых материалов возрастает. Исключением не стал и GaN. Первая работа, в которой фигурируют его электрические свойства, опубликована в 1956 году [9]. Тогда авторы, в числе которых также был Роберт Джуза, измерили удельное сопротивление

спрессованного в колбе порошка GaN, а годом позднее появились первые экспериментальные данные о ширине запрещённой зоны поликристаллического GaN при комнатной температуре – 3.25 эВ [10]. Причём в последнем случае обращалось внимание на недостаточную на тот момент изученность некоторых соединений АПВV в связи с технологическими трудностями, стоящими на пути получения соответствующих монокристаллов. В начале 60-х годов получили развитие методы синтеза GaN [11], и монокристаллы удалось получить в виде гексагональных игл длиной до 5 мм и диаметром до 30 мкм [12], что на протяжении всего десятилетия являлось рекордным показателем. А в самом начале следующей декады и поперечный размер прозрачных монокристаллов достиг нескольких миллиметров [7]. Однако, наличие экспериментальных образцов в такой конфигурации подходило, в целом, для изучения свойств бесконтактными методами, что, очевидно, сильно ограничивало процесс исследований. В то время уже активно развивалась планарная кремниевая технология, которая обеспечивала бóльшие возможности как в научном плане, так и в вопросах производства полупроводников. Данный факт определял необходимость получения планарных слоев GaN.

Первая работа в данной области вышла в том же десятилетии. В 1963 году на кварцевую подложку удалось осадить поликристаллические плёнки GaN толщиной до нескольких десятков микрон [13]. Для этого проводилось термическое испарение с последующим разложением трихлоргаллия ( $\text{GaCl}_3$ ) в потоке активированного электрическим разрядом азота. Несмотря на достигнутый успех, ближайший значимый результат появился только в 1969-м, когда на подложках сапфира и GaAs были синтезированы тонкие плёнки более высокого качества [14] и отмечен их электронный тип проводимости ( $n$ -GaN). Практически одновременно с этим демонстрируются первые монокристаллические слои GaN [15], что позволило существенно приблизиться к созданию на его основе полупроводниковых приборов. В данной работе также использовался метод осаждения из паровой фазы, который применялся для синтеза таких полупроводников как арсенид, фосфид и антимонид галлия (GaAs, GaP, GaSb). В качестве подложки использовался сапфир, а толщина слоёв составила от 50 до 150 мкм. В то же время был получен ещё ряд важных результатов. Так, холловские измерения нелегированных плёнок указали на их фоновый электронный тип проводимости с концентрацией носителей, превышающей  $10^{19} \text{ см}^{-3}$ , что авторы связали с высокой плотностью вакансий азота в кристалле. А по исследованию оптического поглощения сделан вывод о прямозонной структуре GaN и получено более точное значение ширины запрещённой зоны – 3.39 эВ. В данных исследованиях также отмечается попытка получить плёнки GaN дырочного типа проводимости ( $p$ -GaN), но из-за слабой воспроизводимости результатов и большой неоднородности синтезируемых слоёв авторам не удалось продвинуться в данном вопросе. Стоит особо подчеркнуть, что указанная проблема стала на тот момент ключевой и была решена только через 20 лет.

Выявление у GaN удачного сочетания свойств – прямозонности и широкой запрещённой зоны – мгновенно отразилось на резком увеличении числа публикаций, посвящённых его оптоэлектронным характеристикам, и, по сути, предопределило вектор дальнейших исследований. Сразу стало понятно, что GaN перспективен в плане создания синего и ультрафиолетового (УФ) светодиодов (СД). Первый СД был получен в 1971 году, правда демонстрировал электролюминесценцию в зелёной области видимого спектра из-за глубоких дефектных уровней в запрещённой зоне [16]. Синее [17], а затем и УФ свечение [18] удалось получить буквально сразу после этого. Из-за невозможности на тот момент синтезировать  $p$ -GaN, и, как следствие, сформировать  $p$ - $n$  переход, приходилось использовать высокоомные «изолирующие» слои ( $i$ -GaN), которые получать удавалось. Поэтому такие СД, фактически, представляли собой структуру металл-изолятор-полупроводник (МИП). К слову, надо заметить, что  $i$ -слои имели некоторую особенность, поскольку синтезировались за счёт легирования  $n$ -GaN акцепторной примесью для компенсации высокой фоновой электронной проводимости [19,20]. Соответственно, эффективность таких СД была низкой, во-первых, из-за наличия высокоомной вставки, что требовало повышенного прикладываемого напряжения [20,21], а, во-вторых, из-за большой плотности структурных дефектов в кристалле, что ограничивало вывод из него излучения. С другой стороны, энергетические уровни, которые создавали атомы примеси в  $i$ -слое, позволяли получать свечение в широком диапазоне – от синего до оранжевого [22] – что, несмотря на низкую эффективность, имело определённые плюсы.

В то же время активно развивалась тематика гетероструктур (слоистых структур из различных полупроводников), в которой одним из первопроходцев был Жорес Иванович Алфёров, получивший за развитие этой области Нобелевскую премию по физике. В 1983 году, спустя почти 10 лет после создания первого СД на GaN, японские учёные Йошида, Мисава и Гонда обнаружили, что использование промежуточного (буферного) слоя нитрида алюминия (AlN) на сапфире при синтезе плёнки GaN существенно улучшает кристаллическое качество последней [23,24]. Синтез при этом осуществлялся по технологии молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ). Через 3 года Хироси Аmano и др. получили аналогичный результат при помощи МОС-гидридной эпитаксии (англ. MOVPE) [25], а ещё через 3 – им удалось получить эпитаксиальный слой  $p$ -GaN и продемонстрировать первый в мире GaN УФ СД на  $p$ - $n$  переходе [26]. Причём, за счёт общего улучшения кристаллического качества структуры и снижения её сопротивления по сравнению с МИП-диодами, резко возросла эффективность светопреобразования. Это обеспечило революцию в сфере энергоэффективного освещения, и вскоре запустились производства многоцветных сверхъярких СД и СД-ламп белого света, которые сегодня присутствуют почти в каждом доме.

Прорыв в оптоэлектронике стал переломным моментом, после которого GaN, долгое время пребывающий в тени других полупроводников, начинает постепенно из неё выходить. Резко возросшая в начале 90-х годов интенсивность исследований (рисунок 1.1) показала новые перспективы применения GaN.

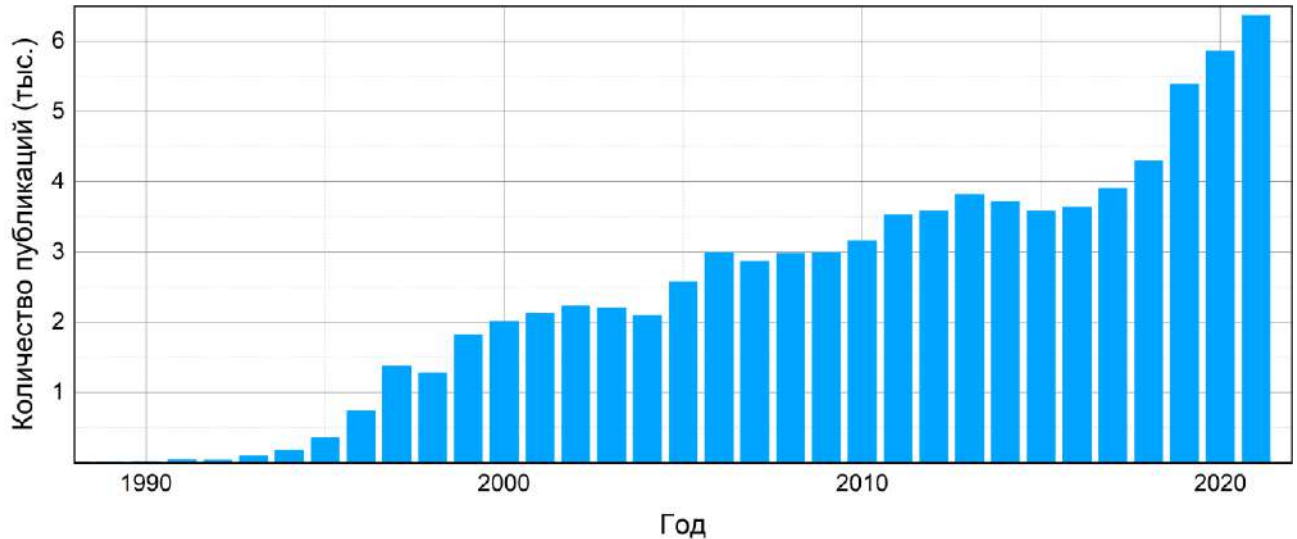


Рисунок 1.1 – Публикационная динамика работ, посвященных GaN, с 1990 по 2021 год согласно базе данных Scopus

Обнаруженные у GaN высокие напряжённость поля пробоя, скорость насыщения и подвижность электронов в совокупности с его зонной структурой стимулировали разработки компонентной базы нового поколения. Также следует отметить хорошую теплопроводность и упомянутые ранее термическую и химическую стойкость. Если до этого GaN рассматривался исключительно с точки зрения оптоэлектронных приложений, то теперь его потенциал стал востребованным в области силовой и СВЧ электроники. К 1995-му году продемонстрированы первый MESFET-транзистор (англ. *metal-semiconductor field effect transistor*) на монокристалле [27], а также СВЧ НЕМТ-транзистор (англ. *high electron mobility transistor*) на гетероструктуре GaN/AlGaIn с частотой отсечки 11 ГГц [28]. В начале 2000-х GaN НЕМТ-транзисторы являлись абсолютными рекордсменами по удельной выходной мощности (~10 Вт/мм), на порядок опережая GaAs FET-транзисторы (англ. *field effect transistor*) по этому показателю [29]. Впоследствии появились и первые интегральные решения в виде DC/AC преобразователей [30]. Также была выявлена высокая радиационная стойкость GaN [31], что сделало возможным эффективное применение GaN в космической отрасли.

После успеха в первой половине 90-х годов, значительные силы и ресурсы были направлены на развитие технологии, которая позволит довести кристаллическое качество получаемого материала до коммерчески эффективного уровня. Получение объёмных кристаллов для последующего изготовления «собственных» GaN подложек сопряжено с большими

технологическими трудностями, и в настоящий момент их серийный выпуск до сих пор не налажен. Единственным альтернативным путём для синтеза приборных структур остается гетероэпитаксия. Но и здесь возникают сложности, обусловленные отсутствием хорошо согласованных по ряду параметров и в то же время экономически выгодных подложек, что, во-первых, приводит к образованию структурных дефектов в GaN слоях, а, во-вторых, влияет на стоимость выходной продукции [32]. Сегодня GaN компоненты в основном выполняются на базе таких материалов как  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (сапфир), Si и SiC. Прозрачные сапфировые подложки имеют относительно высокую стоимость и низкую теплопроводность, поэтому, как правило, используются в оптоэлектронных компонентах. Кремний, безусловно, в силу своей изученности и доступности, а также хорошо отработанных производственных линий обладает наибольшим коммерческим потенциалом. Однако, при этом из всех трёх материалов имеет с GaN наибольшее рассогласование по параметру решётки и коэффициенту теплового расширения (КТР). Карбид кремния, в свою очередь, обладает наибольшими приборными перспективами, так как, с одной стороны, демонстрирует наименьшее расхождение по параметру решётки и КТР, а с другой – имеет превосходную теплопроводность, что даёт непосредственный выигрыш с точки зрения мощных и силовых приложений. Но SiC подложки более чем на порядок дороже кремниевых, что сильно ограничивает их массовый выпуск и отражается на цене конечных изделий. Также следует отметить химическую стойкость GaN, которая, являясь преимуществом, одновременно является и недостатком, создавая определённые технологические трудности в работе с данным полупроводником и усложняя производственный цикл.

За последние 20 лет GaN-технология существенно развилась, и сейчас коммерческую доступность имеет ряд компонентов, начиная от различных оптоэлектронных приборов и заканчивая мощными СВЧ интегральными схемами. Однако, из-за описанных выше обстоятельств и технологических аспектов проблема получения высококачественных слоёв на основе GaN остаётся актуальной и по сей день [33].

Важно подчеркнуть, что СВЧ электроника, операционная область работы которой лежит в диапазоне 0.3 – 300 ГГц, на сегодняшний день является той движущей силой, которая определяет вектор и темпы развития современной электроники в целом. СВЧ приборы лежат в основе устройств беспроводной и сотовой связи, спутниковых систем, телекоммуникационных, радиолокационных, радионавигационных, оборонных комплексов, медицинского диагностического и терапевтического оборудования, досмотровых комплексов безопасности [34]. СВЧ технологии представлены во всевозможных областях науки и техники и во многом определяют их развитие. Глобальная тенденция развития СВЧ отрасли характеризуется расширением диапазона частот как для увеличения скорости передачи данных, так и для создания более совершенных систем связи, телекоммуникаций, оборудования и т.д. На текущий

момент двумя основными полупроводниковыми материалами, которые используются в производстве СВЧ устройств, являются Si и GaAs [35]. Дешевизна, развитость и изученность кремниевой технологии, а также более высокая теплопроводность Si делает СВЧ компоненты на его основе пока что незаменимыми в диапазоне рабочих частот до нескольких ГГц [36,37]. Однако, в части мощных компонентов кремний практически исчерпал свои возможности [36]. В свою очередь, СВЧ приборы на базе GaAs являются самыми массовыми в количественном соотношении производимых СВЧ устройств благодаря его использованию в усилителях мощности сотовых телефонов [38]. В сравнении с Si этот материал имеет более высокую скорость насыщения электронов, ширину запрещенной зоны, в разы бóльшую подвижность электронов [39], что позволяет создавать компоненты, поддерживающие более широкий частотный и температурный диапазоны. Но, ввиду низких теплопроводности и напряжённости поля пробоя GaAs не подходит для создания на его основе компонентов с высокими удельными выходными характеристиками. Также он значительно уступает Si в стоимости и технологической сложности производства.

GaN имеет все предпосылки по вытеснению Si и GaAs из области СВЧ электроники, поскольку он превосходит их практически по всем ключевым параметрам (таблица 1.1) и позволяет существенно улучшить рабочие удельные показатели, энергоэффективность, массогабаритные характеристики и т.д. Однако, в плане коммерциализации, как уже было отмечено, данный полупроводник пока существенно уступает другим материальным системам.

Таблица 1.1 – Некоторые физические параметры полупроводниковых материалов Si, GaAs и GaN [39]

Материал	Si	GaAs	GaN
Ширина запрещённой зоны (300 К), эВ	1.12	1.42	3.4
Электрическое поле пробоя, МВ/см	0.3	0.4	3.3
Дрейфовая скорость насыщения электронов, $\times 10^7$ см/с	1.0	1.2	2.5
Подвижность, $\text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$	1500	8500	2000*
Теплопроводность, $\text{Вт} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	150	50	130

\* подвижность 2D электронного газа в гетероструктуре GaN/AlGaN

Таким образом, GaN, сочетающий в себе уникальный набор свойств и обладающий колоссальным приборным потенциалом, сегодня является основой коммерчески доступного ряда компонентов силовой, СВЧ и оптоэлектроники. Однако, ввиду отсутствия подходящих подложек для получения структур на основе GaN, соответствующие технологические сложности и высокая



стоимость конечных изделий препятствуют стремительному внедрению данного материала в индустрию.

## 1.2 Нитевидные нанокристаллы GaN

Как уже было отмечено в предыдущем разделе, синтез GaN на подложках из других материалов остаётся единственным приемлемым способом, позволяющим изготавливать соответствующие приборные структуры. При этом в данном случае главным недостатком и проблемой такого подхода является качество синтезируемых эпитаксиальных слоёв. При выборе более технологически подходящих подложек – сильно увеличивается стоимость, выбирая коммерчески доступные варианты – усложняется технология, что, к сожалению, сегодня также оставляет GaN за рамками экономической конкуренции.

Si является наиболее коммерчески обоснованной базой для преодоления отмеченных препятствий. В настоящее время на основе Si подложек реализован гетероэпитаксиальный синтез GaN, причём, несмотря на существенную рассогласованность Si с GaN по ряду ключевых параметров, за последние 10 лет технология синтеза GaN на Si была существенно усовершенствована. Это позволило получать высококачественные слои на подложках до 8 дюймов. Однако, уровень структурных дефектов (дислокаций, точечных дефектов и т.д.) в них всё равно остаётся относительно высоким, что сильно ограничивает характеристики конечных компонентов [33]. Одним из потенциально возможных решений в данном вопросе может стать переход от полностью планарных слоёв на основе GaN к массивам нитевидных нанокристаллов – ННК.

В русскоязычной литературе «ННК» является довольно устоявшимся термином, который, на самом деле, охватывает более широкий спектр геометрических объектов. ННК – это объекты близкой к цилиндрической формы, у которых характерный осевой размер значительно превышает диаметральный. То есть, в некотором смысле они являются «квазиодномерными» структурами, где продольный размер больше поперечного. При этом, как правило, последний лежит в субмикронном диапазоне в пределах нескольких сотен нанометров. На рисунке 1.2 представлены полученные при помощи сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) изображения ННК, синтезированных из различных материалов на кремнии.

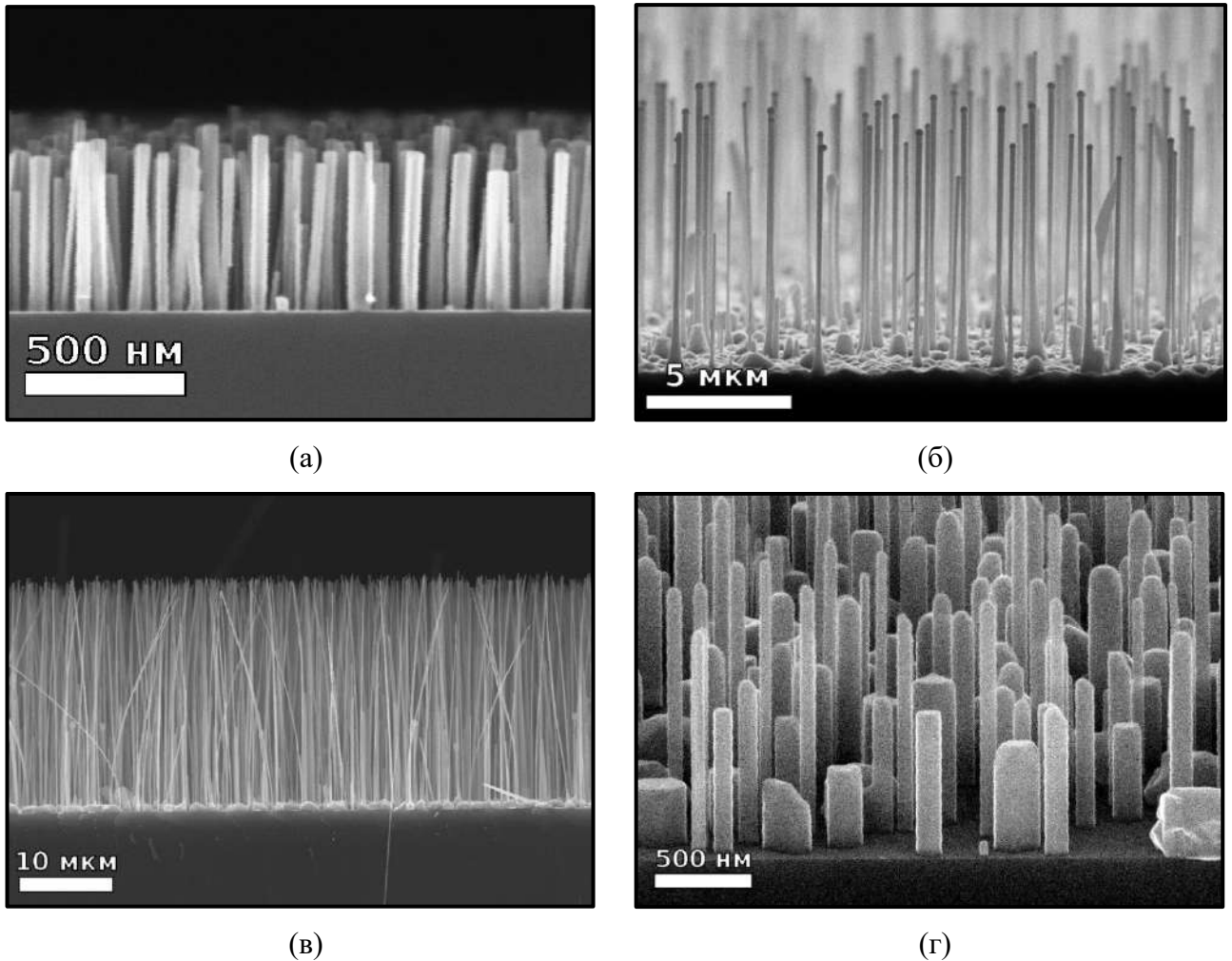


Рисунок 1.2 – СЭМ-изображения синтезированных на кремнии ННК различных материалов: GaN (а), GaP (б), GaAs (в), InAs (г)

Первоначально интерес к таким наноразмерным объектам был мотивирован изучением в них различных физических явлений, однако, позже тематика ННК переместилась и в плоскость изучения их кристаллических свойств. В 50-е годы прошлого столетия, когда активно развивалась физика твёрдого тела, было отмечено, что металлические ННК демонстрируют высокое кристаллическое качество с низкой плотностью дислокационных дефектов [40]. В первой половине 60-х годов, в работах [41,42], где исследовались уже Si ННК, также отмечены отсутствие у них винтовых дислокаций и возможность синтеза без дислокационных дефектов. Более того, позже неоднократно показано, что ННК высокого кристаллического совершенства могут быть получены и для других полупроводниковых соединений, например, GaAs [43], InSb [44], InN [45] и др. Природа такого явления обусловлена геометрией ННК, а именно большим отношением длины к диаметру (аспектное соотношение). За счёт этого, возникающие в процессе синтеза механические напряжения могут эффективно релаксироваться на боковой поверхности, поэтому ННК, как правило, характеризуются высоким кристаллическим совершенством [46].

В свою очередь, и GaN ННК не остались в стороне, тем более что к началу их интенсивных исследований, которые приходится на первую половину 2000-х годов, в освоении самого GaN был достигнут значительный прогресс. Кристаллическое совершенство GaN ННК было также отмечено в многочисленных работах, например [47–49]. Данное свойство, безусловно, востребовано для решения приборно-прикладных задач. Выделим ещё ряд основных преимуществ GaN ННК:

**Низкая электрическая ёмкость.** При создании полупроводниковых приборов на основе ННК с активной областью, расположенной непосредственно в них, малые геометрические размеры будут сопряжены, соответственно, с малыми величинами ёмкости. Такое свойство может быть востребовано при создании быстродействующих приборных структур, где ёмкостная составляющая имеет важное значение [50].

**Гибкость и эластичность.** Синтезированный на ростовой подложке слой ННК представляет собой, фактически, массив, состоящий из элементов с высоким кристаллическим качеством. При этом сам слой не является сплошным. Это успешно используется при создании оптоэлектронных устройств, где на основе массива ННК, инкапсулированного в полимерную плёнку, создаются гибкие светоизлучающие матрицы [51]. Кроме того, прекрасными механическими свойствами обладают также и сами ННК из-за высокого аспектного соотношения. В совокупности с пьезоэлектрическими свойствами GaN становится возможным создание, например, датчиков давления [52].

**Эффективный теплоотвод.** Высокое аспектное отношение, характерное для ННК, приводит к большому отношению площади поверхности к объёму. При этом, площадь поверхности, как известно, играет определяющую роль в вопросе отвода тепла от объекта, что можно наблюдать на примере различных радиаторных систем. Поэтому боковая поверхность ННК в данном случае может выступать эффективным теплоотводом [53]. Такая особенность является определённым плюсом в приложениях, где работа полупроводникового прибора может сопровождаться большим выделением тепла. Более того, при создании приборов на массиве ННК, пространство между ними потенциально может быть заполнено электрически изолирующим материалом с хорошими теплопроводящими характеристиками, что дополнительно упрощает задачу отвода тепла.

**Антиотражение.** В оптоэлектронных приборах таких как, например, солнечные элементы, эффективность фотопреобразования может сильно зависеть от отражающих свойств структуры. Поэтому уменьшение потерь на отражение света является одной из ключевых задач фотовольтаики. При этом одним из возможных решений является структурирование поверхности фотоэлемента. Теоретические [54] и экспериментальные [55] исследования показывают, что массив ННК может выступать в роли эффективного антиотражающего покрытия, одновременно

являясь и эмиттерным слоем. Следовательно, такая особенность представляет определённый интерес в оптоэлектронике, где существует необходимость снижения световых потерь.

**Индифферентность к подложке.** В отличие от планарных слоёв, GaN ННК высокого кристаллического качества могут быть синтезированы на подложках с существенным рассогласованием по параметру решётки и КТР [5]. Данный факт, безусловно, расширяет возможности создания приборов на основе ННК, позволяя выбирать различные материалы подложки. Более того, на сегодняшний день синтез GaN ННК также успешно продемонстрирован на различных «нетрадиционных» кристаллических, поликристаллических и аморфных поверхностях, например,  $\text{SiO}_x$ ,  $\text{AlO}_x$ , кварце, плёнках TiN и Mo, графене и даже на металлических фольгах (Ti, Ta, W) [56–59].

**Развитая поверхность.** Поверхность полупроводникового кристалла характеризуется наличием «оборванных» атомных связей, обусловленных резким изменением периодичности кристаллической решётки. Эти связи создают в запрещённой зоне энергетические уровни, которые выступают в роли ловушек и имеют свойство захватывать на себя носители заряда из объёма, что приводит к образованию области пространственного заряда (ОПЗ) вблизи поверхности. В совокупности с геометрией ННК это позволяет управлять их проводимостью (менять ширину канала проводимости) путём воздействия на данные связи. Такая особенность успешно используется при создании, например, газовых [60] и биосенсоров [61], где молекулы газа или жидкости взаимодействуют с ННК, изменяя, при этом, их электрическую проводимость.

Кроме упомянутых выше свойств можно отметить еще несколько моментов. Как известно, многие полупроводниковые компоненты выполнены на основе гетероструктур. Геометрия ННК, помимо естественного гетероперехода ННК/подложка, позволяет создавать гетероструктуры ещё двух видов: аксиальные и радиальные. В первом случае слои различных материалов располагаются вдоль продольной оси ННК, во втором – вдоль радиуса (так называемые core-shell структуры). На базе аксиальной геометрии создаются ННК-лазеры, причём как на массивах [62], так и на одиночных (отдельных) ННК [63], которые одновременно выступают и в роли оптического волновода, что является очередной их особенностью. Такие устройства представляют интерес в области оптоэлектроники и фотоники, [64]. В свою очередь core-shell архитектура позволяет создавать, например, транзисторы на основе двумерного электронного газа (англ. *2DEG – 2D electron gas*) [65], а также СД [66], фотодетекторы [67], солнечные элементы [68].

Таким образом, ННК благодаря своим геометрическим особенностям обладают широким набором свойств, не характерных в целом для планарных слоёв. При этом сегодня на базе ННК реализован большой спектр полупроводниковых приборов, нисколько не уступающих по своему разнообразию планарной архитектуре. Главными преимуществами ННК в контексте

рассматриваемой проблематики являются их высокое кристаллическое качество и возможность синтеза на подложках с существенным рассогласованием по параметру решётки и КТР. Следовательно, система GaN ННК/Si представляет большой приборный интерес, причём как с точки зрения массивов ННК, так и одиночных наноструктур.

### 1.3 Методы и особенности синтеза нитевидных нанокристаллов GaN

В общем случае процесс роста ННК основан на использовании анизотропии, которая может быть достигнута различными способами и, собственно, определяет квазиодномерную геометрию ННК [69]. Другими словами, необходимо создать условия, способствующие росту кристалла преимущественно в одном направлении. Для этого, как правило, на поверхности ростовой подложки преднамеренно формируется массив наночастиц или нанокластеров из другого материала (обычно металла), которые выступают в качестве катализатора. Составляющие ННК атомы, попадая в область таких наночастиц, растворяются в них, что в дальнейшем приводит к зарождению ННК на границе подложка-катализатор. Соответственно, такой способ называют каталитическим, при этом, в зависимости от фазы катализатора (жидкая или твёрдая) синтез ННК происходит по механизму либо пар-жидкость-кристалл [42], либо пар-кристалл-кристалл [70]. Однако, для GaN ННК наличие катализатора не является необходимым условием, поэтому рост может проходить и без него (механизм пар-кристалл) [69].

Успешный синтез массивов GaN ННК был реализован различными методами, включая химическое осаждение из газовой фазы (англ. *chemical vapor deposition* – *CVD*), осаждение из металлоорганических соединений (англ. *metal-organic chemical vapor deposition* – *MOCVD*), молекулярно-пучковую эпитаксию (англ. *molecular beam epitaxy* – *MBE*), хлорид-гидридную газофазную эпитаксию (англ. *hydride vapor phase epitaxy* – *HVPE*), лазерную абляцию. Рассмотрим данные методы подробнее.

Метод **CVD** широко используется исследователями для получения ННК из-за таких преимуществ как простота и дешевизна. Синтез GaN ННК при помощи данного метода был впервые продемонстрирован в работе [71], где массив наноструктур был выращен с использованием углеродных нанотрубок диаметром около 15 нм. Сам процесс происходил следующим образом. Нанотрубки размещались на пористой пластине из глинозёма, под которой находился тигель с порошковой смесью Ga и его оксида ( $\text{Ga}_2\text{O}_3$ ), при этом, вся система находилась в горизонтальной кварцевой трубе в потоке аммиака ( $\text{NH}_3$ ). При разогреве тигля до 900 °С расположенным в непосредственной близости нагревателем образующийся из порошка

газообразный Ga<sub>2</sub>O проходил через пористую поверхность, где реагировал с нанотрубками и аммиаком. В результате образовывался похожий на шерсть слой относительно прямых и изогнутых GaN ННК монокристаллической структуры, повторяющий морфологию нанотрубок. Диаметр полученных таким способом ННК составил от 4 до 45 нм, а длина – до 25 мкм.

В работе [64] авторам удалось синтезировать GaN ННК на подложке алюмината лантана (LaAlO<sub>3</sub>). В данном случае для инициации роста ННК использовались наночастицы оксида никеля (NiO), предварительно нанесённые на подложку. Далее металлический Ga и подготовленная подложка помещались вблизи друг от друга в продолговатую кварцевую «лодочку», которая, в свою очередь, находилась внутри кварцевой трубки в атмосфере аргона. После чего туда подавался поток аммиака, и проводился нагрев системы до 920 – 940 °С. Спустя 20 минут трубку резко охлаждали с одновременным прекращением подачи аммиака. В результате были получены прямолинейные GaN ННК с гладкой поверхностью. Их диаметр и длина составили 10 – 40 нм и до 500 мкм, соответственно. При этом авторы отмечают, что подобранные температура, время и поток аммиака являются очень важными факторами с точки зрения контроля размеров и морфологии ННК. Однако, относительное количество синтезированных ННК было небольшим. Этой же группе исследователей удалось получить гораздо более плотный массив GaN ННК уже на подложках Si и кварца. В данном случае выполнялся также каталитический синтез, но с использованием уже поликристаллического индиевого (In) порошка. Сперва на подложку наносился жидкий Ga, а затем подготовленная суспензия In-порошка и толуола, после испарения которого всё помещалось в кварцевую трубку. Далее из неё откачивался воздух с последующей подачей аммиака, при этом система нагревалась до 910 °С и выдерживалась в течение 12 часов. Полученный слой ННК напоминал густо переплетённые между собой нити с диаметром от 20 до 50 нм.

Методом CVD также успешно был продемонстрирован синтез GaN ННК на подложках сапфира [72], который осуществлялся путём прямой реакции металлического Ga и аммиака при температуре 900 °С. При этом использовались наночастицы никеля (Ni), выступающие в роли катализатора. Полученные ННК имели диаметр 30 – 500 нм и длину до нескольких сотен микрон. Примечательно, что в этой же работе была впервые получена лазерная генерация в одиночном GaN ННК, а также показано, что сам ННК обладает хорошими волноводными свойствами.

**Лазерная абляция** подразумевает использование лазерного импульса для испарения твердотельной мишени, содержащей желаемый материал и катализатор. При этом получаемые в результате лазерного воздействия жидкие нанокластеры катализатора в условиях повышенной температуры инициируют рост ННК. В работе [73] данный процесс проводился, как и в предыдущих случаях, в кварцевой трубке с расположенным вблизи неё нагревателем, в качестве катализатора использовалось железо (Fe). Лазерный импульс ( $\lambda = 1064$  нм, 8 нс, 10 Гц, 2.5 Вт)

направлялся на GaN/Fe композит, в результате чего были получены GaN ННК диаметром порядка 10 нм и длиной более 1 мкм.

В свою очередь, в работе [74] лазерной абляцией синтезированы GaN ННК длиной 300 – 500 нм и диаметром 25 – 50 нм. При этом использовались KrF эксимерный лазер ( $\lambda = 248$  нм, 23 нс), сапфировая подложка с предварительно нанесённым тонким слоем (10 нм) золота (Au) и GaN-мишенью (порошок). Процесс проводился в атмосфере азота, а температура подложки поддерживалась на уровне 700 °С.

Заметим, что данная технология имеет ряд существенных недостатков, заключающихся в низкой производительности и невозможности прецизионно контролировать геометрию ННК, а также уровень их легирования.

**МОСVD** является методом химического осаждения эпитаксиальных слоёв путём реакции на поверхности подложки газообразных металлоорганических соединений и гидридов, содержащих необходимые химические элементы. К достоинствам данной технологии можно отнести высокие скорости роста и относительную дешевизну ростовых материалов. Главным недостатком процесса МОСVD является его зависимость от конфигурации реактора. Впервые применение данного метода для синтеза высококачественных GaN ННК было описано в работе [75]. При этом, использовались триметилгаллий и аммиак в качестве прекурсоров Ga и N, а также сапфировые подложки с осаждённым тонким слоем Ni, Fe или Au. Рост осуществлялся в бескислородной среде при атмосферном давлении и температуре подложки 800 – 1000 °С. Полученные таким способом GaN ННК имели сечение треугольной формы с характерным размером 15 – 200 нм и длиной от 1 до 20 мкм. Авторы также отмечают, во-первых, масштабируемость МОСVD-процесса и его совместимость с тонкоплёночной технологией, что даст возможность реализовать систему плёнка/ННК на одной технологической платформе. Во-вторых, данный метод позволит легко легировать GaN ННК до *p*-типа проводимости, используя стандартный прекурсор биспентациклодиенил магния ( $\text{Cp}_2\text{Mg}$ ).

В работе [76] исследовались процессы нуклеации GaN ННК, синтезированных методом МОСVD на подложках сапфира, глинозёма и кварца. Предварительно сформированные Ni-кластеры использовались в роли катализатора. В результате было установлено, что размер и морфология ННК зависят от изменения потока аммиака. Так, при низких потоках наблюдалось формирование крупных капель Ga, сопровождаемое конической формой GaN ННК. В случае средних потоков форма была уже цилиндрической, а высокие приводили к образованию фасетированных кристаллитов. Очевидно, что для тех или иных приборных приложений важно уметь контролировать геометрические параметры ННК. Стивен Д. Херси и др. продемонстрировали возможность МОСVD селективного синтеза GaN ННК [77]. Суть такого подхода заключается в создании на поверхности ростовой подложки специальной

паттернированной (текстурированной) маски, которая, во-первых, способствует нуклеации ННК в заранее определённых местах, а, во-вторых, ограничивает их поперечный размер. Таким образом, можно создавать строго упорядоченные однородные массивы. Также в данной работе реализовывался самоиндуцированный механизм роста, то есть без использования катализатора. При этом, применялись сапфировые, SiC и Si подложки с осаждённым планарным слоем GaN и паттернированной маской из нитрида кремния ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ), а сформированные в маске «лунки» имели диаметр около 220 нм. Авторы отметили, что при неизменных параметрах роста наблюдалось латеральное разрастание ННК и потеря их желаемой цилиндрической формы. Поэтому они применили так называемый «импульсный» MOCVD метод, заключающийся в регулировании ряда параметров во время синтеза. В результате был получен строго упорядоченный массив GaN ННК высотой порядка 1 мкм (см. рисунок 1.3) и высоким кристаллическим совершенством.

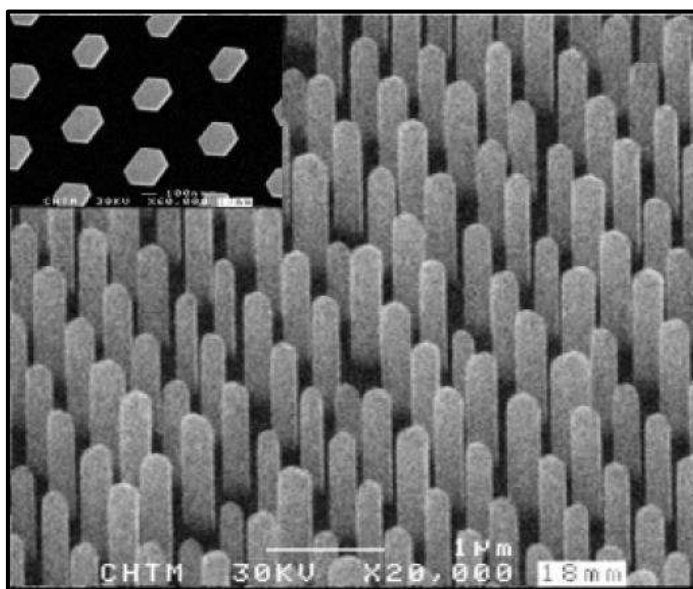


Рисунок 1.3 – СЭМ-изображение синтезированного упорядоченного массива GaN ННК из работы [77], размерная метка соответствует 1 мкм

Для синтеза ННК также часто применяется МВЕ-технология. Её принцип основан на осаждении эпитаксиальных слоёв посредством направления на нагретую подложку молекулярных пучков различных химических элементов. При этом процесс происходит в условиях сверхвысокого вакуума и с использованием высокочистых материалов. Безусловными плюсами данного метода является возможность прецизионного наращивания и легирования слоёв, а также *in situ* контроля за их структурой. Недостатками же являются относительно невысокие скорости роста и стоимость материалов. Синтезируемые данным методом GaN ННК характеризуются чрезвычайно высоким кристаллическим совершенством [69]. В работе [4] был исследован самоиндуцированный процесс зарождения островков GaN ННК на Si с точки зрения их поверхностной плотности и эволюции для заданного набора ростовых параметров. Результаты



показали, что плотность быстро увеличивалась со временем, а затем достигала насыщения. Более того, наблюдалось латеральное разрастание ННК со скоростью приблизительно в 30 раз меньшей скорости роста в вертикальном направлении. В свою очередь, в работе [78] показано, что радиальный рост GaN ННК на Si является однородным и может контролироваться отношением потоков Ga и N.

Влияние температуры роста GaN ННК на Si было рассмотрено, например, в работе Рафаэля Маты и др. [79]. Проведённый статистический анализ показал сильную температурную зависимость поверхностной плотности, диаметра и длины ННК. В частности, было обнаружено, что дисперсия длины ННК значительно проявляется при температурах роста более 790 °С. Эти особенности авторы объясняют температурной зависимостью времени, необходимого для образования зародышевого островка ННК. Также отмечается линейное уменьшение среднего диаметра ННК с ростом температуры.

**HVPE** является одной из технологий газофазной эпитаксии, которая часто применяется для получения таких полупроводников как GaN, GaAs, InP. Данный метод обеспечивает лучший контроль ростового процесса, чем обычно используемые методы CVD, и особенно перспективен ввиду высоких темпов роста и простоты базовой конструкции реактора. Как правило, используемые в процессе HVPE газы-носители включают аммиак, водород и различные хлориды. Простой и контролируемый способ получения самоиндуцированных GaN ННК на Si и сапфире при помощи HVPE продемонстрирован в работе [80]. Для этого образованный реакцией металлического Ga и газообразной HCl прекурсор GaCl<sub>3</sub> переносился в область подложки, где далее реагировал с аммиаком. В результате образовывался достаточно плотный вертикально ориентированный массив GaN ННК с высоким кристаллическим качеством по всей площади подложки, причём наблюдалась хорошая однородность по высоте. Однако, между ННК и подложкой присутствовал некоторый объёмный слой GaN. Важной особенностью данного исследования является относительно небольшая температура роста на уровне 480 °С, путём подстройки которой, как отмечают авторы, был достигнут контроль за диаметром ННК (80 – 120 нм).

В свою очередь, возможность каталитического HVPE синтеза GaN ННК продемонстрирована в работах, например [81,82]. Кроме того, данный метод успешно применён для получения на подложках сапфира горизонтально ориентированных GaN ННК различных сечений [83], при этом в качестве катализатора использовалась предварительно осаждённая тонкая Au/Ni плёнка.

Таким образом, существует ряд технологий, позволяющих синтезировать GaN ННК высокого кристаллического качества. Каждая из них имеет свои преимущества и недостатки, тем не менее, метод МВЕ остаётся одним из наиболее востребованных, поскольку, как уже было

отмечено, даёт возможность прецизионного контроля за процессом синтеза и получения ННК чрезвычайно высокого кристаллического совершенства [84]. Сравнивая же между собой каталитический и самоиндуцированный подходы, важно подчеркнуть, что в первом случае атомы катализатора могут встраиваться в решётку ННК, тем самым создавая дефекты [77,85,86], что может негативным образом сказываться на приборных характеристиках. Поэтому с этой точки зрения самоиндуцированный синтез является более предпочтительным.

#### 1.4 Массивы нитевидных нанокристаллов GaN на Si

Как уже было отмечено ранее, использование Si подложек для синтеза GaN является на данный момент наиболее востребованным решением. Принимая во внимание тот факт, что рассогласование Si и GaN не препятствует получению ННК высокого кристаллического совершенства, синтез GaN ННК на Si приобретает особый интерес. Однако, для создания приборов важно уметь управлять морфологией ННК, их геометрическими параметрами, поверхностной плотностью. В случае МВЕ-технологии этого можно добиваться, например, вариацией температурных режимов и отношением потоков используемых материалов. Распространённым подходом также является использование селективных методик роста, но это не всегда оправдано, поскольку существенно усложняет технологический процесс. Помимо уже упомянутых моментов дополнительной степенью свободы для синтеза GaN ННК на Si может выступать выбор затравочного слоя, формирование которого предшествует нуклеации самих ННК. Так, например, самоиндуцированные GaN ННК могут быть получены непосредственно на голой поверхности кремния, то есть без затравочного слоя как такового – рост инициируется сразу же после удаления поверхностного оксида с подложки. С технологической точки зрения это наиболее предпочтительный вариант, однако, синтезированные таким образом ННК демонстрируют большую неоднородность по диаметру, длине и углу наклона относительно подложки (рисунок 1.4а) [57,87]. Данная особенность обусловлена неизбежным формированием на интерфейсе GaN ННК/Si аморфного, неравномерного по толщине слоя нитрида кремния ( $\text{SiN}_x$ , см. рисунок 1.4б) на начальном этапе роста из-за большой разницы энергий связи Si-N (4.5 эВ) и Ga-N (2.2 эВ) [57].

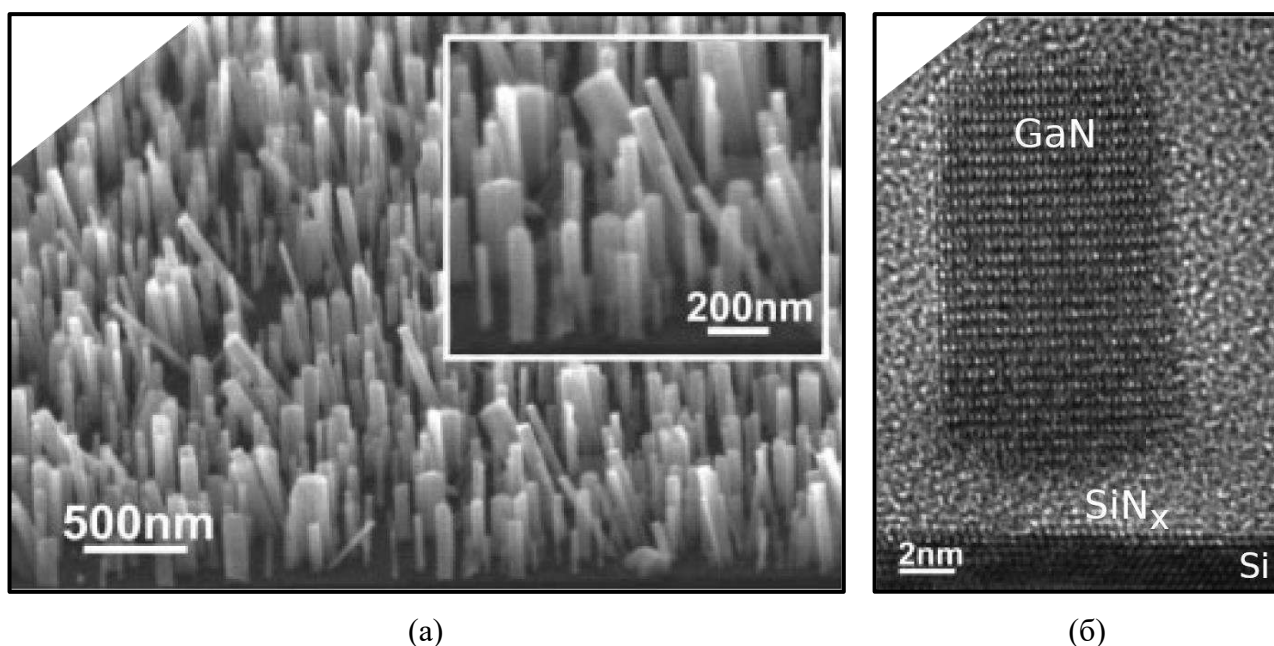


Рисунок 1.4 – СЭМ (а) и ПЭМ (б) изображения GaN ННК, синтезированных на голой поверхности Si (111) [57]

Рассматривая систему GaN ННК/Si в качестве приборного применения, такая, в целом, хаотичная ориентация ННК в совокупности с геометрической неоднородностью не всегда приемлема для приборных приложений, а также может вызвать сложности с воспроизводимостью их характеристик. Поэтому использования «затравок» стараются избегать. Учитывая вышеописанные особенности, можно намеренно провести нитридацию ростовой поверхности подложки. Такой подход, в свою очередь, является часто используемым для синтеза GaN ННК методом МВЕ [56]. Он позволяет получить более однородный слой  $\text{SiN}_x$  и, как следствие, массив ННК [88]. Однако,  $\text{SiN}_x$  является диэлектриком, наличие которого на гетероинтерфейсе GaN ННК/Si может оказывать прямое воздействие на транспорт носителей через него.

Другим затравочным слоем может служить AlN, который также является широкозонным материалом. Применение данного типа затравки в случае МВЕ-синтеза самоиндуцированных GaN ННК оказалось многообещающим для получения вертикально ориентированных массивов с высокой степенью однородности [88,89]. Кроме того, процедура, при которой сначала осаждается Al, а затем капли нитридируются до AlN, предотвращает образование  $\text{SiN}_x$  на интерфейсе Si/AlN [89]. Также следует отметить, что решёточное рассогласование GaN и AlN составляет около 2.4 % [24], что в случае GaN ННК не играет большой роли, тем не менее является благоприятным сопутствующим фактором.

В качестве альтернативы AlN и  $\text{SiN}_x$  может быть использован другой широкозонный материал – оксид галлия ( $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ ). Его отличительная особенность заключается в том, что он

обладает близким значением энергии сродства к электрону (4.0 эВ [90]) в сравнении с GaN (4.1 эВ [91]) и Si (4.05 эВ). В совокупности с простотой легирования  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> [92] представляется возможным практически безбарьерный перенос электронов из GaN в Si, в то время как для дырок в валентной зоне будет существовать высокий потенциальный барьер на гетерогранице с кремнием. Следовательно, такой слой может эффективно разделять электроны в GaN от дырок в Si, препятствуя тем самым их рекомбинации на интерфейсе.

Следующим вариантом подготовки ростовой поверхности Si является нанесение тонкого слоя Ga в качестве затравки [93]. При этом, согласно [94], при эквивалентной толщине Ga более 1 монослоя (МС) будут формироваться капли, а субмонослойный режим приводит к образованию смачивающего слоя и соответствующей реконструкции поверхности Si. Преимущество такого подхода заключается в использовании материала, непосредственно являющегося составной частью самих ННК, что исключает попадание в них третьих атомов из затравки во время роста. Кроме того, меняя толщину слоя Ga можно регулировать плотность формируемых на поверхности кремния капель, то есть, фактически, управлять поверхностной плотностью ННК [94,95].

Помимо рассмотренных выше вариантов, GaN ННК на Si также могут быть получены и на других поверхностях, используемых в качестве затравочного или буферного слоя, например, SiC [96], SiO<sub>2</sub> [57], Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> [56]. Таким образом, наряду с ростовыми параметрами, контроль за свойствами массивов GaN ННК на кремнии возможен за счёт вариативности интерфейсного слоя, что, безусловно, делает соответствующий синтез более «гибким» и расширяет технологические и физические границы создаваемых устройств. На текущий момент продемонстрирован широкий спектр полупроводниковых приборов на базе системы GaN ННК/Si, в частности, СД (в том числе и быстродействующие), фотодетекторы, солнечные элементы, фотокатоды, лазеры, газовые сенсоры, пьезогенераторы [60,95,97–105]. При этом, ввиду хорошей вертикальности синтезируемых GaN ННК на SiN<sub>x</sub> и AlN затравках данные интерфейсные слои, как показывает анализ литературных источников, наиболее часто используются для изготовления приборных гетероструктур GaN ННК/Si.

Несмотря на то, что на сегодняшний момент представлено множество исследований, посвященных росту GaN ННК на Si с использованием различных затравочных и буферных слоёв, внимание в основном уделено их влиянию на свойства непосредственно самих ННК (морфологические, геометрические, оптические и др.). В то же время следует отметить, что геометрия массива ННК в случае приборной структуры будет подразумевать протекание электрического тока через соответствующий гетероинтерфейс с подложкой, причём сама подложка может быть задействована в формировании активной области, а может выступать в роли поддерживающего контактного слоя. Однако, несмотря на большое количество

продемонстрированных приборов на базе гетероструктуры GaN ННК/Si, влияние интерфейсного слоя, как составной части структуры, на транспортные свойства гетероперехода GaN ННК/Si остаётся не рассмотренным.

### 1.5 Одиночные нитевидные нанокристаллы GaN

Помимо приборов в конфигурации вертикально ориентированного массива другой альтернативой является использование одиночных GaN ННК, отделённых от ростовой подложки и перенесённых на стороннюю вспомогательную поверхность. Такой подход, в свою очередь, открывает новые возможности в создании, во-первых, миниатюрных наноразмерных дискретных элементов, а, во-вторых, принимая во внимание структурные и оптические свойства GaN ННК, представляет значительный интерес с точки зрения их интеграции с планарной архитектурой. Кроме этого, учитывая необходимость переноса ННК с ростовой на вспомогательную подложку, первая может быть повторно использована для синтеза новых ННК, что должно положительно отразиться на экономической составляющей.

Среди множества реализованных на базе одиночных GaN ННК приборов [72,106–113] как, например, лазеры, диоды различного типа (*p-n*, *p-i-n*, Шоттки, резонансно-туннельные), фотодетекторы, газовые сенсоры, FET-транзисторы, последние при этом, безусловно, играют первостепенную роль, поскольку являются основным элементом электроники и интегральных схем [114]. В процессе эволюции и уменьшения длины канала проводимости (ширины затвора) классические планарные полевые транзисторы столкнулись с проблемой тока утечек в выключенном состоянии (нулевое напряжение на затворе), существенно ограничивающей их производительность и масштабируемость. Это препятствие было частично преодолено за счёт изменения архитектуры самого транзистора. Данный подход заключается в формировании затвора, окружающего канал проводимости, что позволяет более эффективно его обеднять и снижать тем самым уровень утечек. Одной из вариаций FET-транзисторов является концепция с охватывающим затвором (англ. *gate-all-around field effect transistor* – *GAAFET*), где он фактически со всех сторон примыкает к каналу и обеспечивает между ними максимально возможную ёмкостную связь. Соответственно, рассматривая одиночный ННК в качестве канала, можно отметить, что такая геометрия превосходно подходит для создания соответствующих приборов [114] (рисунок 1.5).

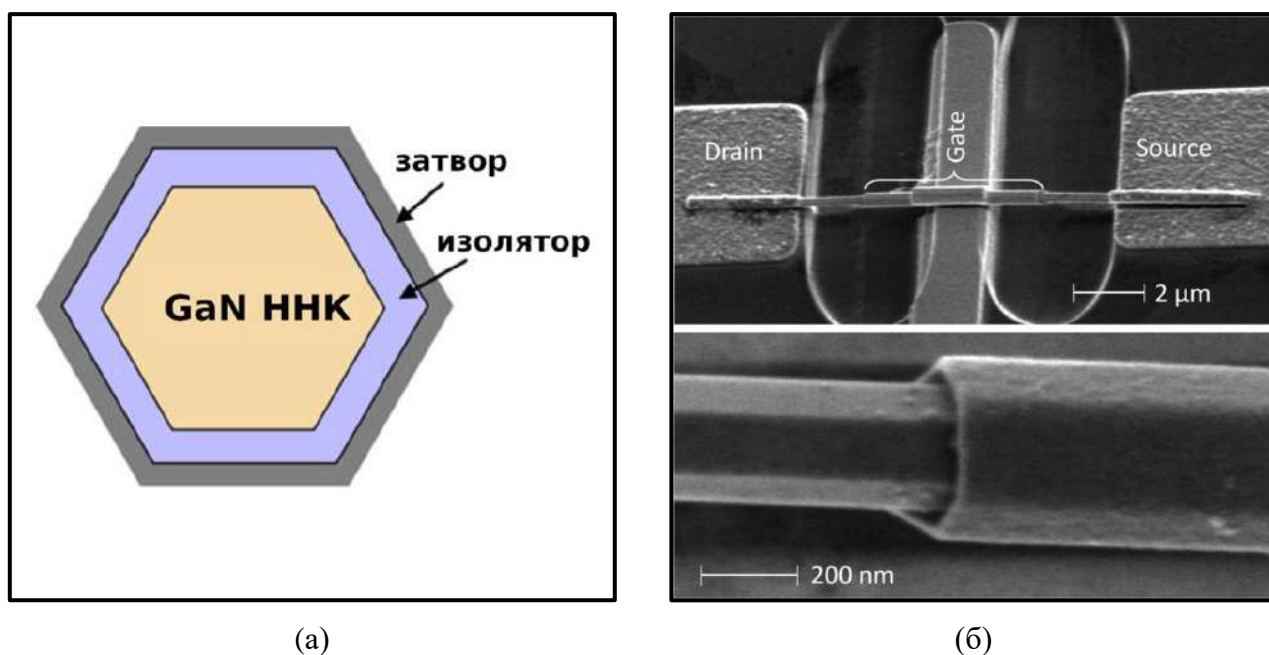


Рисунок 1.5 – Вариант исполнения GAAFET-транзистора на основе одиночного GaN ННК [115]: схематическое (а) и СЭМ-изображение (б)

GAAFET-транзисторы на основе GaN ННК могут обеспечить почти идеальную электростатическую управляемость и полное устранение эффектов захвата носителей ловушками, поскольку сам ННК не имеет каких-либо паразитных слоёв, а круговая структура затвора может полностью обеднить ННК в выключенном состоянии [116].

Исследования, посвящённые FET-транзисторам на основе одиночных GaN ННК, активно ведутся на протяжении последних двух десятилетий. Например, в работе [117] демонстрируется изготовление такого транзистора (диаметр ННК 80 нм, длина 8 мкм) на подложке Si/SiO<sub>2</sub>. При этом прибор реализован в двух вариантах: с затвором с барьером Шоттки (MESFET) и изолированным затвором (MOSFET, от англ. *metal-oxide-semiconductor field effect transistor*). В первом случае металл затвора напрямую касается ННК, во втором – между ними нанесён слой (40 нм) SiO<sub>2</sub> в качестве диэлектрика. Полученные выходные (стоковые) характеристики (зависимость тока стока от напряжения исток-сток при постоянном напряжении на затворе) показали, что для структуры с изолированным затвором при одинаковых напряжениях наблюдается в 20 раз больший уровень токов. Такое поведение авторы связывают с пассивацией поверхности ННК изолятором, что приводит к расширению канала проводимости. Тем не менее, Шоттки-затвор может эффективней использоваться для модуляции тока транзистора [106].

В работе [118] демонстрируется транзистор с почти идеальной крутизной подпороговой характеристики (англ. *subthreshold slope*), достигающей 68 мВ/декаду. Здесь в качестве изолятора использовался слой Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, ширина затвора составила 274 нм, а диаметр ННК – 146 нм. При этом на основании полученных характеристик и ряда рассчитанных показателей качества отмечается,

что такие транзисторы обладают значительным потенциалом в области высокочастотного применения, позволяют повысить чувствительность ННК-сенсоров, а также снизить энергопотребление в сигнальных и маломощных цепях. В свою очередь СВЧ MOSFET-транзистор с частотой отсечки 150 ГГц на базе GaN ННК и подзатворным слоем Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (10 нм) представлен в работе [119].

Мустафа и др. провели систематическое исследование транспортных характеристик FET-транзисторов на основе одиночных GaN ННК при температурах от 25 до 350 °С [120]. Изготовленные структуры продемонстрировали большую крутизну передаточной характеристики (отношение изменения тока стока к изменению напряжения на затворе) во всём рассматриваемом температурном диапазоне, причём также обращается внимание на то, что такие приборы могут найти широкое применение не только в силовых и высокотемпературных устройствах, но и в маломощных транзисторных приложениях для электронных и фотонных цепей.

Помимо экспериментальных исследований также активно ведутся и теоретические. За последние годы было опубликовано множество работ, посвящённых GAAFET-транзисторам на базе GaN ННК, например [121–123]. В частности, Чу и др. провели моделирование подобного транзистора для цифровой логики с различной формой сечения ННК и шириной затвора в 5 нм [123]. Было установлено, что MOSFET-транзистор данной конфигурации демонстрирует превосходные токовые показатели и энергетическую эффективность, при этом треугольное сечение соответствует наименьшей крутизне подпороговой характеристики вплоть до 62 мВ/декаду.

Таким образом, полевые транзисторы на базе одиночных GaN ННК рассматриваются, как правило, с точки зрения маломощных и высокочастотных применений. Однако, принимая во внимание потенциал GaN в области силовой электроники и малые размеры ННК, видится перспективным создание приборов с высокими удельными характеристиками. В этой связи немаловажным параметром FET-транзистора становится максимальный ток стока. Следовательно, в случае ННК, выступающего в качестве канала проводимости, необходимо определить максимальные токовые нагрузки. В соответствии с литературными данными в работах по исследованию транзисторов в совокупности с исследованиями транспортных свойств одиночных GaN ННК, например [124], не уделено должного внимания данному вопросу.

Наряду с высокочастотными транзисторами немаловажными компонентами также являются диоды с барьером Шоттки. Их особенность состоит в том, что протекание тока в них обусловлено преимущественно основными носителями заряда, поэтому диффузионная ёмкость практически отсутствует. Кроме того, напряжение открытия у них, как правило, меньше, чем у ближайших родственников – *p-n* диодов. Благодаря этим двум факторам диоды Шоттки широко

применяются в детекторных и смесительных цепях высокочастотных колебаний. В свою очередь, геометрия ННК, как уже неоднократно отмечалось, способствует расширению частотного диапазона соответствующих полупроводниковых приборов на их основе. В совокупности с упомянутыми выше фундаментальными особенностями концепция диода Шоттки на базе одиночного GaN ННК представляет определённый интерес. Тем не менее, диодам такого типа посвящено значительно меньше работ в сравнении с полевыми транзисторами.

Впервые данный прибор был реализован в работе [110] на подложке Si/SiO<sub>2</sub>, при этом омический контакт был изготовлен на основе Ti/Au металлизации, а в качестве металла, формирующего Шоттки-контакт был взят Al. Также авторы исследовали температурную зависимость вольт-амперной характеристики (ВАХ) и оценили напряжение открытия при комнатной температуре, которое составило 0.4 В. В следующей работе [125] эти же авторы изготовили аналогичную структуру и вычислили уже коэффициент неидеальности ВАХ, составляющий 17.8. Такое большое значение данного параметра авторы связали с образованием тонкого непроводящего слоя на интерфейсе контакт/ННК при термическом осаждении металла (Al). Аналогичные исследования других металлов таких как Cr, Ti и Au, формирующих барьер Шоттки, представлены в работах [126,127].

Чианг и др. опубликовали частотную (до 10 ГГц) характеристику диода Шоттки на основе нескольких соприкасающихся GaN ННК [128]. При помощи малосигнального частотного анализа авторы получили зависимость ёмкости барьера от приложенного напряжения. На основании этих данных далее они оценили концентрацию носителей ( $5.3 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) в ННК и высоту барьера (0.89 эВ), а также предложили частотную методику определения типа контакта (Шоттки или омический) в соответствующей диодной структуре. Однако, такой значимый показатель, как, например, частота отсечки остался вне рассмотрения.

Таким образом, анализ литературных источников показывает, что исследования частотных характеристик диодов Шоттки на базе одиночных GaN ННК практически отсутствуют, несмотря на имеющийся потенциал, определяемый как самим GaN, так и свойствами ННК.

## Выводы к Главе 1

GaN является сегодня активно исследуемым полупроводниковым материалом, который благодаря своим превосходным материальным и оптоэлектронным свойствам в совокупности с высокой химической, термической и радиационной стойкостью, способен уже в обозримом



будущем потеснить позиции кремния и других полупроводников в ряде областей электроники. Об этом свидетельствует коммерческая доступность оптоэлектронных, силовых, СВЧ GaN-компонентов и устройств на их основе, обладающих более совершенными характеристиками по сравнению со своими ближайшими конкурентами. Тем не менее, ввиду определённых технологических трудностей, связанных как с получением высококачественных объёмных монокристаллов, так и эпитаксиальных слоёв, в экономической плоскости приборы на основе GaN до сих пор остаются за рамками конкуренции, что сдерживает их массовое внедрение в повседневную жизнь.

Сложившиеся ограничения могут быть преодолены посредством перехода от классической планарной архитектуры полупроводниковых структур к ННК, которые за счёт своей квазиодномерной геометрии обладают рядом уникальных свойств и особенностей. В первую очередь GaN ННК демонстрируют превосходное кристаллическое совершенство даже в случае синтеза на рассогласованных по ряду параметров подложках, что устраняет главную проблему гетероэпитаксиальных слоёв GaN. С другой стороны, ННК способствуют наиболее экономически обоснованной интеграции с кремнием, позволяя при этом концептуально расширить возможности устройств на их основе.

Несмотря на то, что исследования, направленные на интеграцию GaN ННК с кремниевой платформой, а также создание на этой основе полупроводниковых приборов, ведутся в течение довольно продолжительного времени, влиянию интерфейсного слоя на транспортные свойства гетероперехода GaN ННК/Si уделено недостаточно внимания.

В свою очередь приборы на базе одиночных GaN ННК также являются объектом активных исследований, где значительное внимание уделено полевым транзисторам, как основообразующим электронным элементам. Однако, несмотря на значительный потенциал GaN и геометрию ННК, в совокупности позволяющие создавать силовые компоненты с высокими удельными характеристиками, свойства одиночных GaN ННК в условиях высоких токовых нагрузок остаются неизученными.

Другим немаловажным электронным компонентом является диод Шоттки, который находит широкое применение в высокочастотной электронике, в частности, в детекторах и смесителях СВЧ колебаний. Учитывая, что GaN ННК вызывают значительный интерес с точки зрения реализации миниатюризированных быстродействующих приборов, концепция диода Шоттки на основе одиночного GaN ННК заслуживает определённого внимания. Тем не менее, на сегодняшний день частотные возможности таких диодных структур не рассмотрены в должной степени.

## ГЛАВА 2. ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ

В текущей главе приведено описание методик и оборудования, которые были задействованы в рамках подготовки данной диссертационной работы. Синтез, постростовая обработка полупроводниковых структур, а также их исследования проводились на базе приборно-технологического комплекса Санкт-Петербургского национального исследовательского Академического университета им. Ж. И. Алфёрова Российской академии наук.

### 2.1 Постростовая обработка полупроводниковых структур

#### 2.1.1 Оптическая литография

После эпитаксиального синтеза структур для проведения дальнейших исследований и создания полупроводниковых приборов, как правило, необходимо провести ряд постростовых процессов с целью, например, нанесения токоподводящих дорожек (контактов) или удаления определённых участков синтезированной структуры. Данный этап обычно реализуется посредством оптической литографии (фотолитографии). Суть метода заключается в следующем:

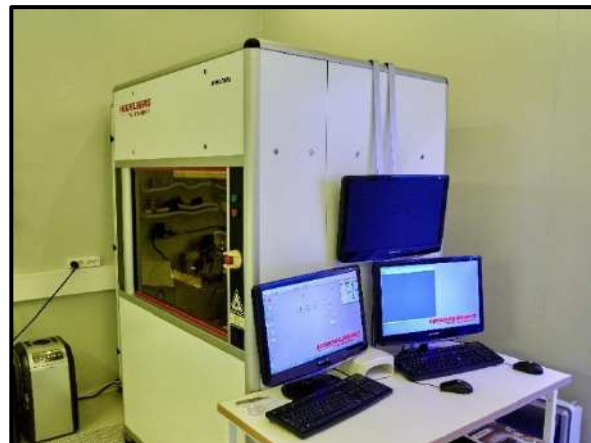
- 1) на поверхность образца наносится фотоактивный полимер (фоторезист), химические связи в котором под действием внешнего УФ излучения либо «сшиваются», либо, напротив, разрушаются;
- 2) после засветки (экспонирования) проводится обработка образца в специальном растворе (проявителе), в результате чего происходит селективное удаление кластеров фоторезиста с разрушенными химическими связями;
- 3) далее осуществляется либо нанесение/осаждение дополнительных слоёв, например, металлов, либо травление поверхности образца по маске из фоторезиста;
- 4) на завершающем этапе оставшийся фоторезист удаляется в растворителе.

Таким образом, задавая область экспонирования возможно структурировать поверхность образца и создавать необходимый топологический рисунок.

Для нанесения полимеров использовался программируемый технологический комплекс Suss Delta 6 (рисунок 2.1а), имеющий в своём составе центрифугу и две нагревательные (до 250 °С) плитки, необходимые для термической обработки нанесённых фоторезистов.



(а)



(б)

Рисунок 2.1 – Фотографии технологического комплекса для нанесения фоторезистов Suss Delta 6 (а) и лазерного литографа Heidelberg DWL 66FS (б)

Процесс экспонирования проводился при помощи лазерного литографа Heidelberg DWL 66FS (рисунок 2.1б), оснащённого лазерным модулем (60 мВт) с длиной волны 405 нм и паспортным разрешением 2 мкм. Также данная установка имеет интерферометрическую систему позиционирования и оптическую систему контроля, что в совокупности позволяет не только прецизионно задавать рабочую систему координат в плоскости поверхности структуры, но и визуально осуществлять её подстройку.

### 2.1.2 Вакуумное осаждение материалов

Напыление тонких металлических и полупроводниковых плёнок выполнялось посредством вакуумного осаждения в установках Voc Edwards Auto 500 и Voc Edwards Auto 500 RF (рисунок 2.2). В первой установке испарение наносимого материала может осуществляться или термическим способом, когда разогревается тигель, или электронным пучком, когда разогревается непосредственно сам материал, во второй – распыление мишени происходит за счёт высокочастотного электромагнитного поля, генерируемого магнетроном. Система откачки газа из рабочей камеры данных установок состоит из двух контуров, при этом, сперва выполняется откачка безмасляным спиральным форвакуумным насосом, а затем турбомолекулярным. Характерное рабочее давление в камере во время процесса напыления составляет порядка  $10^{-6}$  Торр. Также предусмотрен нагрев и вращение диска, на котором закрепляются образцы. Контроль толщины осаждаемого материала осуществляется при помощи встроенного датчика на основе кварцевого резонатора или оптической системы с программным

интерфейсом. В случае необходимости поверхность образца может быть обработана в плазме непосредственно перед этапом осаждения.

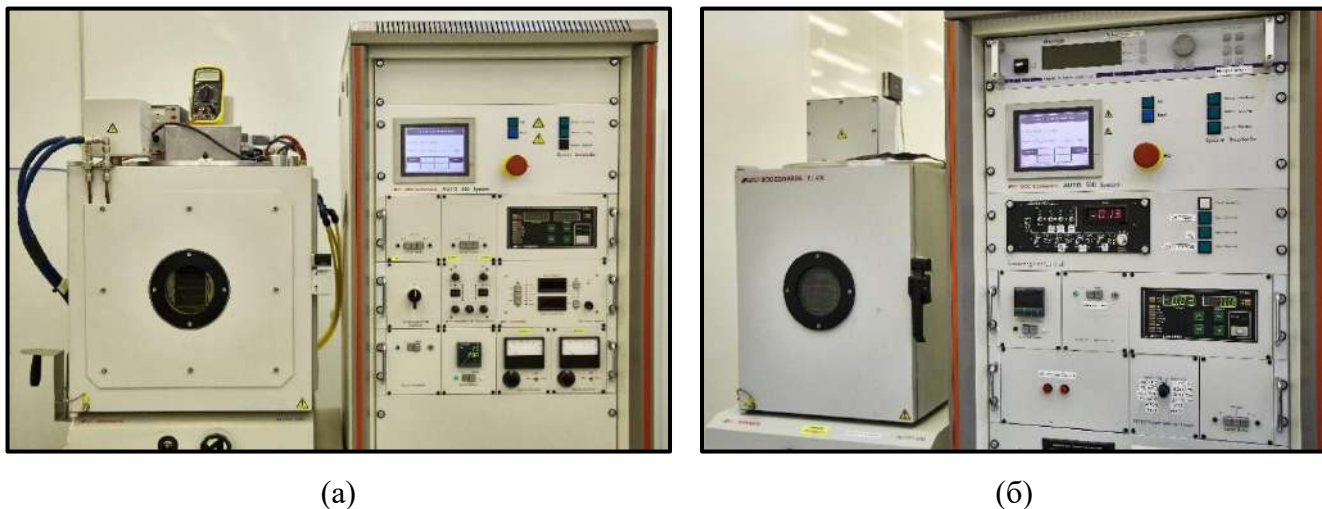


Рисунок 2.2 – Фотографии установок термического напыления Voc Edwards Auto 500 (а) и высокочастотного магнетронного напыления Voc Edwards Auto 500 RF (б)

### 2.1.3 Плазменная обработка

В ходе постростовой обработки образцов часто требуется подготовить поверхность структуры для дальнейших операций, в частности, очистить от органических загрязнений перед нанесением фоторезиста или после процесса литографии. Данная процедура осуществлялась в установке плазменной очистки PiNK Plasma system V15-G (рисунок 2.3), имеющей в качестве рабочих газов кислород или тетрафторид углерода ( $CF_4$ ). Плазма генерируется высокочастотным разрядом с возможностью регулировки мощности в диапазоне от 100 до 600 Вт, объём камеры при этом составляет 15.6 л. Обработка может быть полностью автоматизирована путём программного выставления требуемых параметров или же выполняться в ручном режиме, когда доступно их изменение в реальном времени. Стандартный цикл обработки состоит из следующих этапов:

- загрузка образца в рабочую камеру и откачка до давления 1 – 2 Па;
- напуск рабочего газа и стабилизация его потока на заданном уровне;
- поджиг плазмы и обработка в течение установленного времени;
- выключение плазмы с последующей продувкой камеры;
- напуск воздуха.

Помимо очистки данная установка может также применяться для травления полимерных и полупроводниковых материалов.



Рисунок 2.3 – Фотография лицевой панели установки плазменной очистки PiNK Plasma system V15-G

#### 2.1.4 Быстрый термический отжиг

После нанесения контактной металлизации на полупроводниковые структуры для уменьшения контактного сопротивления может потребоваться термическая обработка. Данный технологический шаг выполнялся в установке быстрого термического отжига Jipelec Jetfirst 100 (рисунок 2.4), позволяющей проводить соответствующую обработку в атмосфере аргона, азота или на воздухе. Ниже представлены основные технические характеристики данного оборудования.

Диапазон рабочих температур в камере: 20 – 1300 °C

Максимальная скорость нагрева: 200 °C/сек

Точность поддержания температуры:  $\pm 2$  °C

Максимальное время отжига: 180 мин. (T<500 °C); 60 мин. (T=500 – 700 °C); 30 мин. (T=700 – 1000 °C); 15 мин. (T=1000 – 1100 °C); 5 мин. (T=1100 – 1200 °C); 2 мин. (T=1200 – 1300 °C)

Контроль температуры: пирометр (400 – 1300 °C); термопара (20 – 1100 °C), расположенная в центре и на периферии нагреваемого держателя



Рисунок 2.4 – Фотография установки быстрого термического отжига Jipelec Jetfirst 100

## 2.2 Экспериментальные методы

### 2.2.1 Измерение вольт-амперных характеристик

Одной из основных характеристик полупроводникового прибора является ВАХ, которая показывает зависимость протекающего через структуру тока от приложенного к ней напряжения. В рамках данной работы в большинстве случаев рассматриваются диодные структуры, по данным ВАХ которых может быть определён широкий ряд приборных параметров таких как, например, высота потенциального барьера, фактор неидеальности, последовательное сопротивление и т.д. Соответствующие экспериментальные исследования выполнялись на базе специализированной многофункциональной зондовой станции, представленной на рисунке 2.5.



Рисунок 2.5 – Фотография многофункционального измерительного комплекса

Данный измерительный комплекс оснащён металлическим столиком с возможностью термостабилизации в диапазоне  $10 - 80$  °С. Управление температурным режимом осуществляется при помощи ПИД-контроллера. При необходимости расширения температурных пределов программный модуль совместим с гелиевым криостатом Janis CCS-400H/204, который также входит в обвязку станции и даёт возможность проводить исследования в диапазоне  $-250 - 430$  °С. В свою очередь, набор оборудования включает прецизионные источники и источники-измерители Keithley 2200, 2400, 2401 и 6517В, что в совокупности позволяет измерять ВАХ в диапазоне напряжений от  $10$  мкВ до  $200$  В и токов от  $0.1$  фА до  $1$  А, а также по 4-х точечной схеме подключения для компенсации паразитной резистивной составляющей. Дополнительно предусмотрена засветка исследуемых образцов, при этом имеется два источника освещения: галогеновая лампа и имитатор солнечного спектра (AM 1.5G) ABET Technologies SunLite Solar Simulator. Помимо этого, измерительный столик, напротив, может быть помещён в специальный металлический короб для изоляции структур от светового воздействия. Коммутация образцов в электрическую цепь осуществляется игольчатыми зондами, закреплёнными на трёхосевых микрометрических подвижках, что в сочетании с установленным микроскопным блоком даёт возможность с высокой точностью позиционировать их на контактных площадках.

## 2.2.2 Ток, индуцированный электронным пучком

Для исследования встроенных электрических полей в гетероструктурах может быть применён метод тока, индуцированного электронным пучком (англ. *electron beam induced current* – *EBIC*). Данный подход позволяет визуализировать наличие встроенных электрических полей на гетероинтерфейсах и, тем самым, выявлять наличие потенциальных барьеров в области контактов [129,130].

Рассмотрим далее принцип этой методики. Пусть электронный пучок падает на образец полупроводника, содержащий некоторый *p-n* переход (рисунок 2.6а).

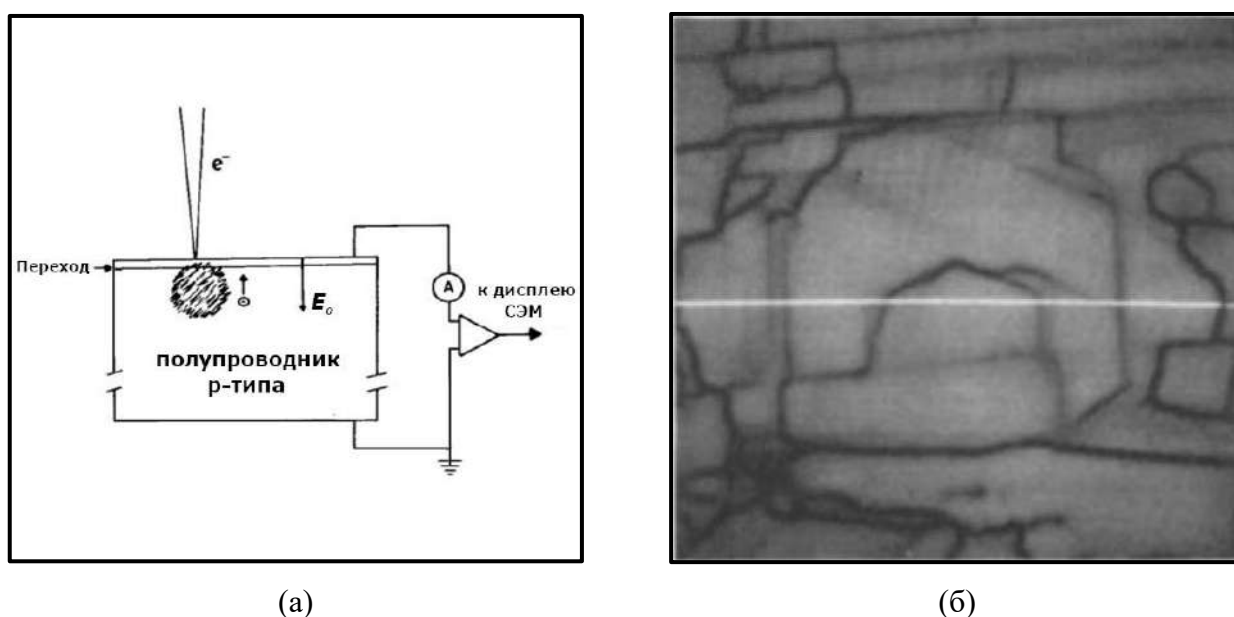


Рисунок 2.6 – Схематичное представление EBIC-процесса, электронно-дырочные пары генерируются в заштрихованной области (а). Карта EBIC солнечного элемента на основе поликристаллического кремния, отчётливо видны границы зёрен, соответствующие меньшему сбору тока (б). Изображения взяты из работы [129]

Энергия электронов в пучке обычно находится в диапазоне от 1 до 50 кэВ, в то время как минимальная энергия, необходимая для создания пары электрон-дырка, составляет порядка ширины запрещенной зоны, то есть около 1 – 3 эВ. В результате, на один падающий на полупроводник электрон с высокой энергией приходится множество сгенерированных пар ( $\sim 10^3 - 10^4$ ). Эти электронно-дырочные пары создаются внутри объёма материала, называемом объёмом генерации. Определяющими носителями здесь являются неосновные носители – электроны в *p*-слое и дырки в *n*-слое. Если длина диффузии генерируемых неосновных носителей достаточно велика, они будут диффундировать к *p-n* переходу и переноситься через него под действием встроенного электрического поля, создавая таким образом ток, который можно



измерить при помощи внешней измерительной аппаратуры. Это и есть ток, индуцированный электронным пучком. В установке СЭМ электронный луч можно легко перемещать в режиме точечного сканирования и, следовательно, получать визуальную карту распределения токов по плоскости образца. Если присутствует какой-либо дефект, например, дислокация, результирующая рекомбинация в таком случае приведёт к меньшему сбору тока в точке и, как следствие, более тёмному преобразованному изображению на карте. Наглядный пример результата сканирования полупроводниковой структуры в режиме EBIC изображён на рисунке 2.6б. Более светлые области соответствуют большему уровню индуцированного тока. EBIC-исследования проводились при помощи СЭМ Carl Zeiss Supra.

### 2.2.3 Малосигнальный частотный анализ

Частотные исследования полупроводниковых структур проводились в режиме малосигнального частотного анализа при помощи векторного анализатора цепей (ВАЦ) Keysight Technologies N5234В. При этом в качестве измеряемых характеристик выступали так называемые  $S$ -параметры – элементы матрицы рассеяния ( $S$ ) многополюсника (от англ. *scattering*). Работу устройств в частотной области удобно рассматривать с точки зрения волн, таким образом, данные параметры связывают между собой электромагнитные волны, падающие и отражённые от портов (входов/выходов) исследуемого устройства. В рамках данной диссертации рассматриваются структуры в конфигурации четырёхполюсников (2 порта), для которых соответствующая система уравнений может быть записана в следующем виде [131]:

$$\begin{cases} b_1 = S_{11}a_1 + S_{12}a_2 \\ b_2 = S_{21}a_1 + S_{22}a_2 \end{cases} \text{ или } \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

здесь  $a_i$ ,  $b_i$  – амплитуды, соответственно, падающей и отражённой от  $i$ -го порта волны,  $S_{xy}$  – элементы матрицы рассеяния (см. рисунок 2.7а). Для понимания физического смысла  $S$ -параметров необходимо на один из его портов, например 1, подать падающую волну ( $a_2 = 0$ ), при этом остальные порты подключить к согласованным (неотражающим) нагрузкам. Тогда, согласно (2.1), параметр  $S_{11}$  будет представлять собой коэффициент отражения сигнала от первого порта ( $b_1/a_1$ ), а  $S_{21}$  – коэффициент пропускания из первого во второй порт ( $b_2/a_1$ ). Аналогичные рассуждения можно провести для порта 2.

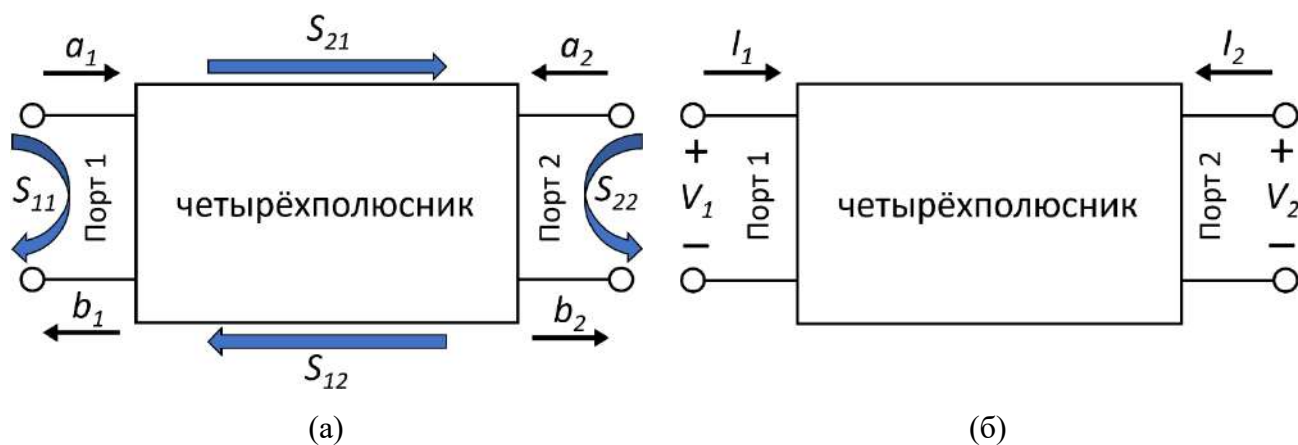


Рисунок 2.7 – Схематическое изображение четырёхполюсника в обозначениях падающих/отражённых волн (а) и токов/напряжений (б)

По аналогии с амплитудами падающих и отражённых волн можно записать систему уравнений, связывающую токи и напряжения на портах ВАЦ (см. рисунок 2.7б):

$$\begin{cases} V_1 = Z_{11}I_1 + Z_{12}I_2 \\ V_2 = Z_{21}I_1 + Z_{22}I_2 \end{cases} \text{ или } \begin{pmatrix} V_1 \\ V_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

Здесь коэффициенты  $Z_{xy}$  имеют размерность сопротивления ( $\Omega$ ) и называются  $Z$ -параметрами. Далее в работе будут рассматриваться симметричные четырёхполюсники, для которых выполняются условия  $Z_{11} = Z_{22}$  и  $Z_{21} = Z_{12}$ , поэтому достаточно принимать во внимание только одну пару параметров, например  $Z_{11}$  и  $Z_{21}$ . Их можно определить из системы (2.2), полагая  $I_2 = 0$ , что равносильно подключению ко второму порту нагрузки с бесконечным импедансом и носит название режима холостого хода. Если известны  $Z$ -параметры, то они могут быть конвертированы в  $S$ -параметры и наоборот. Согласно [132] выражения для  $S_{11}$  и  $S_{21}$  выглядят следующим образом:

$$S_{11} = \frac{(Z_{11} - Z_{01}^*)(Z_{22} + Z_{02}) - Z_{12}Z_{21}}{(Z_{11} + Z_{01})(Z_{22} + Z_{02}) - Z_{12}Z_{21}} \quad (2.3)$$

$$S_{21} = \frac{2Z_{21}\sqrt{R_{01}R_{02}}}{(Z_{11} + Z_{01})(Z_{22} + Z_{02}) - Z_{12}Z_{21}} \quad (2.4)$$

В приведённых формулах  $Z_{01}, Z_{02}$  – комплексные импедансы портов 1 и 2 ВАЦ соответственно,  $Z_{01}^*$  – комплексно-сопряженное выражение к  $Z_{01}$ , а  $R_{01}, R_{02}$  – действительные части импедансов  $Z_{01}, Z_{02}$ . Для используемого ВАЦ импеданс портов одинаков, является действительной величиной и составляет 50  $\Omega$ . Обозначив его как  $Z_0$ , выражения (2.3) и (2.4) для симметричного четырёхполюсника примут вид:

$$S_{11} = \frac{Z_{11}^2 - Z_0^2 - Z_{21}^2}{(Z_{11} + Z_0)^2 - Z_{21}^2} \quad (2.5)$$

$$S_{21} = \frac{2Z_{21}Z_0}{(Z_{11} + Z_0)^2 - Z_{21}^2} \quad (2.6)$$

Если известна эквивалентная схема четырёхполюсника, то соответствующие  $Z$ -параметры, а, следовательно, и  $S$ -параметры могут быть выражены через номиналы входящих в неё элементов.

## ГЛАВА 3. ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕТЕРОИНТЕРФЕЙСА GaN ННК/Si

## Введение

Полупроводниковые приборы на основе GaN ННК могут быть реализованы в двух основных геометриях: вертикальной и горизонтальной. В случае вертикальной геометрии, ННК остаются на исходной ростовой подложке, образуя вертикально ориентированный массив, в случае горизонтальной – они отделяются, горизонтально переносятся на вспомогательную подложку с дальнейшей постростовой обработкой. В данной работе рассматриваются GaN ННК и структуры на их основе, синтезированные исключительно на кремниевых подложках, следовательно, вертикальная геометрия подразумевает наличие гетероперехода GaN ННК/Si. В устройствах на базе планарных слоёв GaN на кремнии, в промышленном исполнении, ростовая подложка не принимает участия в транспорте носителей заряда, а лишь выполняет функцию поддерживающего слоя и теплоотвода. Принимая во внимание тот факт, что массив GaN ННК не проводит электрический ток латерально, в устройствах на базе массива GaN ННК на кремнии интерфейс GaN ННК/Si неизбежно будет задействован в транспорте носителей. Следовательно, он может оказывать влияние на выходные характеристики полупроводниковой структуры.

В данной главе рассмотрены транспортные свойства гетероинтерфейса GaN ННК/*p*-Si, а также влияние на них предварительной обработки структур в плазме водорода.

## 3.1 Эпитаксиальные структуры GaN ННК/Si

Для исследований, проводимых в рамках данной главы, использовались структуры GaN ННК/Si, синтезированные методом МПЭ. При этом, синтез GaN ННК выполнялся на различных затравочных слоях: Si (образец 1), SiN<sub>x</sub> (образец 2), AlN (образец 3), GaO<sub>x</sub> (образец 4), 0.3 МС Ga (образец 5), 0.6 МС Ga (образец 6), 2 МС Ga (образец 7). Здесь 1 МС означает  $6.8 \times 10^{14}$  атомов/см<sup>2</sup>, что отвечает поверхностной плотности атомов в направлении плоскости (111) объёмного Si [133]. Необходимо также отметить, что для образца 1 рост ННК инициировался непосредственно сразу после удаления оксида с ростовой подложки Si. Более детально процесс синтеза структур описан в работе [134], их СЭМ-изображения представлены на рисунке 3.1.

Уровень легирования Si подложек *p*-типа проводимости, используемых для синтеза GaN ННК в данной работе, составлял порядка  $4 \times 10^{16}$  см<sup>-3</sup>.

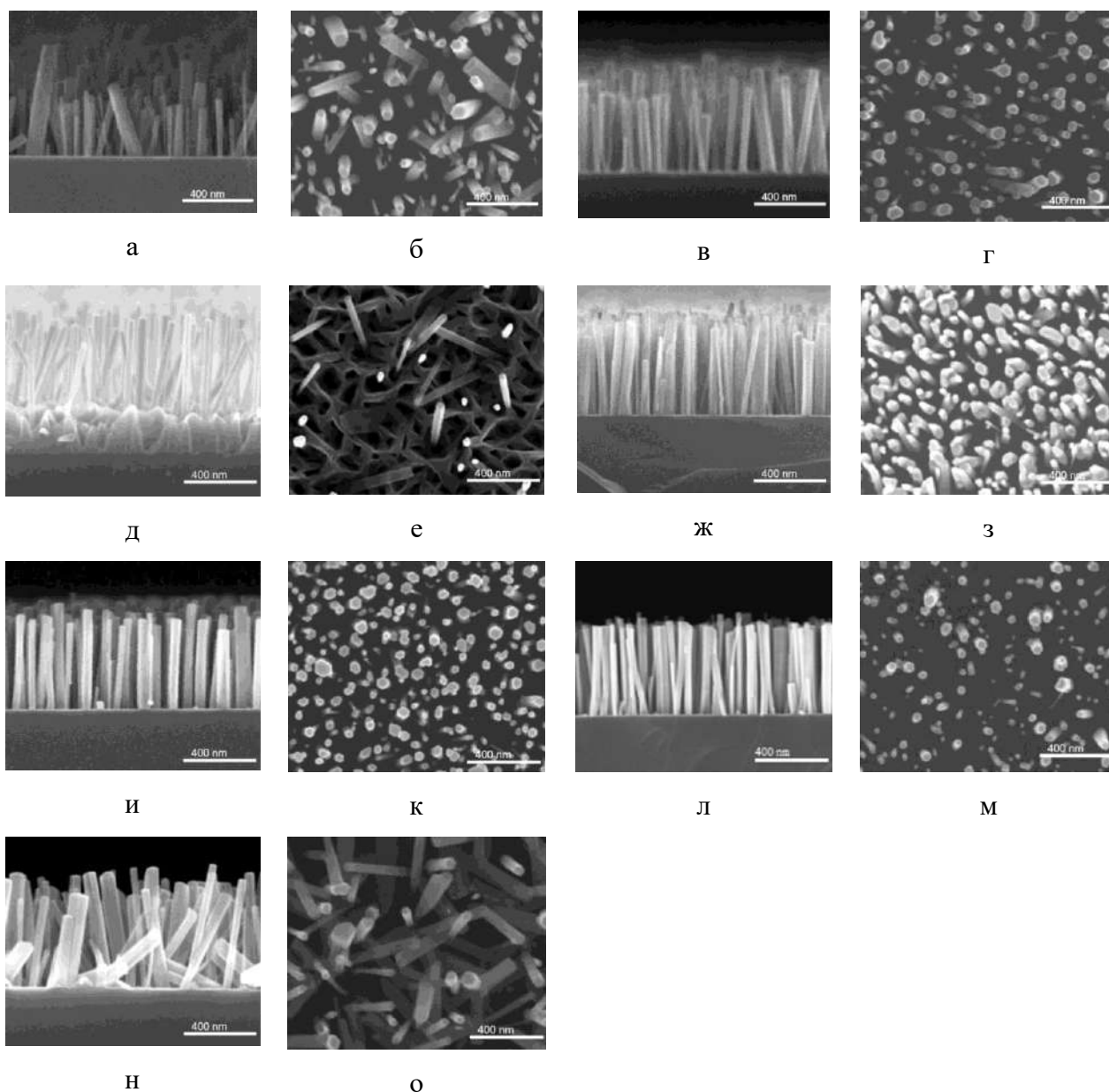


Рисунок 3.1 – СЭМ изображения синтезированных структур GaN ННК/Si: вид сверху и под углом 90°. Образец 1 – ННК на Si (а, б), 2 – SiN<sub>x</sub> (в, г), 3 – AlN (д, е), 4 – GaO<sub>x</sub> (ж, з), 5 – 0.3 МС Ga (и, к), 6 – 0.6 МС Ga (л, м), 7 – 2 МС Ga (н, о). Размерная метка на рисунках соответствует 400 нм

### 3.2 Постростовая обработка структур

Оценку транспортных свойств гетероинтерфейса GaN ННК/Si можно проводить с помощью исследования ВАХ синтезированных структур, для чего необходимо сформировать к ним два электрических контакта (верхний – к GaN ННК, нижний – к Si-подложке), чтобы обеспечить протекание электрического тока через интерфейс ННК с подложкой. При этом

следует отметить, что контакты должны обладать невыпрямляющим (омическим) поведением для качественной характеристики гетероинтерфейса и корректной интерпретации полученных экспериментальных данных. С учетом геометрической особенности слоя ННК для решения данной задачи был разработан технологический цикл постростовой обработки, состоящий из трёх основных этапов, которые выполнялись в следующем порядке:

- 1) формирование нижнего контакта к Si подложке;
- 2) формирование слоя диэлектрика между ННК;
- 3) формирование верхнего контакта к вершинам ННК.

На рисунке 3.2 показана краткая технологическая карта постростовой подготовки описанных выше структур.

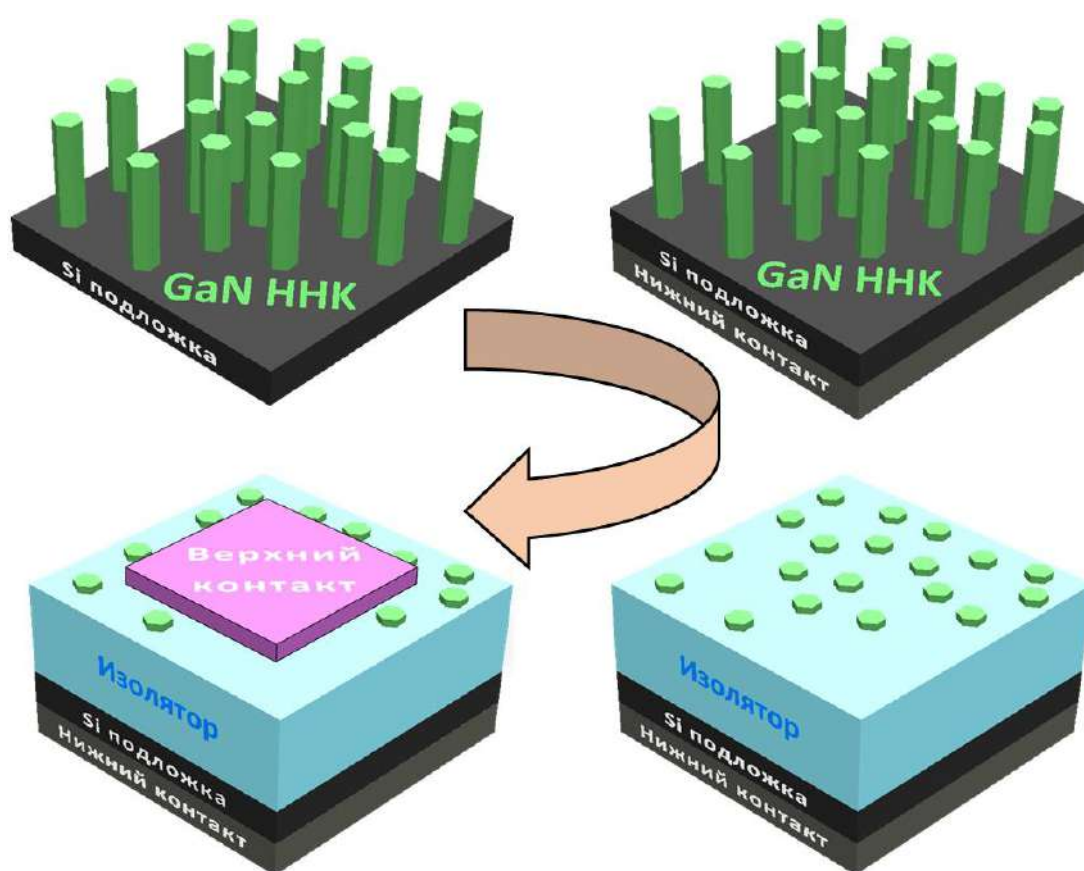


Рисунок 3.2 – Краткая технологическая карта постростовой обработки структур GaN ННК/Si

Ввиду того, что в отсутствие легирующей примеси GaN ННК обладают электронным типом проводимости [46,135,136], то в случае синтеза на *p*-Si подложках формируется переход *p*-Si/*n*-GaN ННК. ВАХи *p*-*n* перехода, измеренные при внешнем оптическом освещении, содержат в себе дополнительную информацию об ОПЗ и позволяют более детально исследовать процессы, происходящие на гетероинтерфейсе. В соответствии с этим, *p*-Si/*n*-GaN ННК структуры были изготовлены в виде фотодиодов. Для этого слой диэлектрика, а также верхний контакт были выполнены из оптически прозрачных материалов.

## 3.2.1 Формирование контакта к Si

Формирование контакта к кремниевым подложкам осуществлялось при помощи нанесения на их тыльную сторону пленки алюминия в установке термического напыления VocEdwards Auto500. Алюминий, как хорошо известно из литературных данных, может использоваться в качестве омического контакта к кремнию дырочного типа проводимости [99,137,138]. В силу того, что алюминий является акцепторной примесью для кремния [137], такой контакт требует термического отжига для образования сильнолегированной  $p^+$  области на границе Al/ $p$ -Si. Для определения оптимальных режимов отжига и проверки омичности формируемых контактов была подготовлена серия тестовых структур (см. вставку к рисунку 3.3) с использованием идентичных кремниевых подложек, на которых выполнялся синтез GaN ННК. Было установлено, что уже 10-ти минутный отжиг при 300 °С позволяет получить омический контакт (рисунок 3.3).

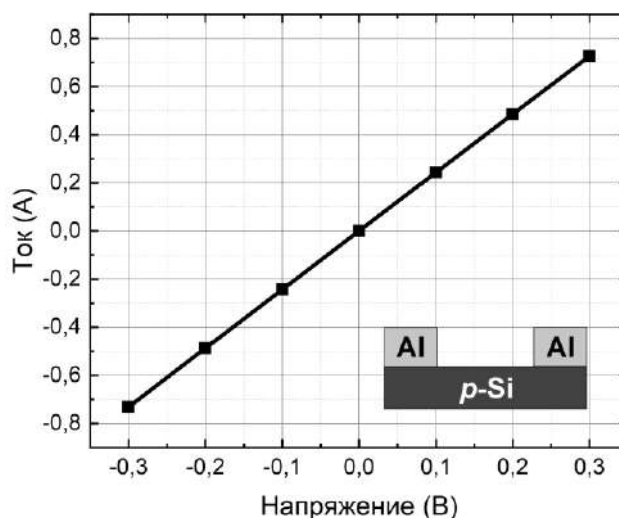


Рисунок 3.3 – ВАХ вспомогательной структуры Al/ $p$ -Si/Al после 10-ти минутного отжига при 300 °С в атмосфере азота

Непосредственно перед загрузкой образцов в камеру установки напыления поверхность кремния обрабатывалась в растворе плавиковой кислоты ( $\text{HF}:\text{H}_2\text{O}=1:3$ ) для удаления слоя поверхностного оксида. Отжиг образцов выполнялся в установке Jipelec JetFirst 100 в атмосфере азота.

### 3.2.2 Формирование изолирующего слоя между ННК

Геометрия вертикально ориентированного массива ННК (слой которых не является сплошным) предполагает создание между ННК слоя диэлектрика, который предотвращает прямой электрический контакт между ростовой подложкой и верхним электродом. В качестве изолятора можно рассматривать материалы, которые наиболее широко используются в полупроводниковой промышленности, например, оксид или нитрид кремния ( $\text{SiO}_2$ ,  $\text{Si}_3\text{N}_4$ ), либо алюминия ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{AlN}$ ). Формируемый слой должен обладать высоким кристаллическим качеством, достаточным для обеспечения хороших диэлектрических свойств, что в совокупности с морфологией массива ННК, вообще говоря, представляет собой сложную технологическую задачу с отдельным исследованием. Следует также иметь в виду, что после формирования изолирующего слоя необходимо освободить от него вершины ННК, чтобы обеспечить возможность дальнейшего формирования верхнего контакта к массиву. Ввиду сложности и технологической нетривиальности реализации данного этапа с использованием вышеупомянутых материалов, для решения данной технологической задачи использовалась непроводящая прозрачная фотоотверждаемая эпоксидная смола SU-8, которая наносилась посредством центрифугирования. Использование данного материала оправдано по ряду причин. Во-первых, в процессе постростовой обработки и дальнейших исследований не предполагается использование температур выше  $250\text{ }^\circ\text{C}$ , что является пределом для данного полимера. Во-вторых, путем разбавления SU-8 специальным растворителем можно получать толщину слоя в несколько десятков нанометров, при этом его вязкость значительно снижается, что обеспечивает хорошее смачивание поверхности GaN ННК и подложки, формируя слой без полостей и пустот. Принимая во внимание, что ННК в массиве могут располагаться довольно плотно (расстояние между ними может достигать  $100\text{ нм}$  и меньше), что наблюдается в исследуемых структурах, это свойство оказывается критически важным. Таким образом, при необходимости можно варьировать толщину слоёв диэлектрика и наносить их последовательно (итерационно), гарантируя надежное заполнение изолятором пространства между ННК. В-третьих, данная эпоксидная смола обладает достаточной химической стойкостью и способна продолжительное время выдерживать действия таких кислот как плавиковая (HF) и соляная (HCl), необходимых для удаления оксида с поверхности GaN ННК перед формированием к ним электрического контакта. При этом отметим, что, например,  $\text{SiO}_2$  растворяется под действием плавиковой кислоты. Таким образом, выбор SU-8 в рамках данной задачи позволяет не только упростить технологическую карту постростовой подготовки структур, но по некоторым параметрам даже превзойти традиционные материалы, используемые в полупроводниковой промышленности.



Для формирования необходимого слоя, при помощи пипетки-дозатора, SU-8 сперва капельным методом наносился на лицевую поверхность подложки с массивом GaN ННК, после чего образец плавно раскручивался до 4000 об/мин на вакуумном держателе, и в результате достигалось равномерное растекание SU-8 по образцу. Затем проводился предварительный отжиг (при 95°C) структур для удаления остатков растворителя из эпоксидной смолы с последующей засветкой УФ излучением с длиной волны 365 нм в установке проекционной литографии Suss MJB4. Для образцов 1-7 использовался SU-8, разведенный до толщины 110 нм, который наносился в 3-5 слоёв в зависимости от длины ННК. После экспонирования под УФ образцы обрабатывались в течение одной минуты в плазме кислорода, чтобы придать поверхности полимера шероховатость и увеличить адгезию между слоями. Для окончательного отверждения нанесенной эпоксидной смолы образцы выдерживались в течение 20 минут в духовом шкафу при температуре 200 °С.

Для дальнейшего формирования к структурам верхнего омического контакта вершины ННК необходимо освободить от смачивающего слоя SU-8. В связи с этим структуры итерационно подвергались обработке в кислородной плазме в установке плазменной очистки PiNK Plasma system V15-G, при этом поток кислорода составлял 60 см<sup>3</sup>/мин, а мощность плазмы – 400 Вт. После каждой итерации процесс удаления эпоксидной смолы с вершин ННК контролировался при помощи СЭМ. Суммарное время обработки в плазме составило около 20 минут. На рисунке 3.4 представлены СЭМ-изображения структур после нанесения SU-8, а также после его последующего травления.

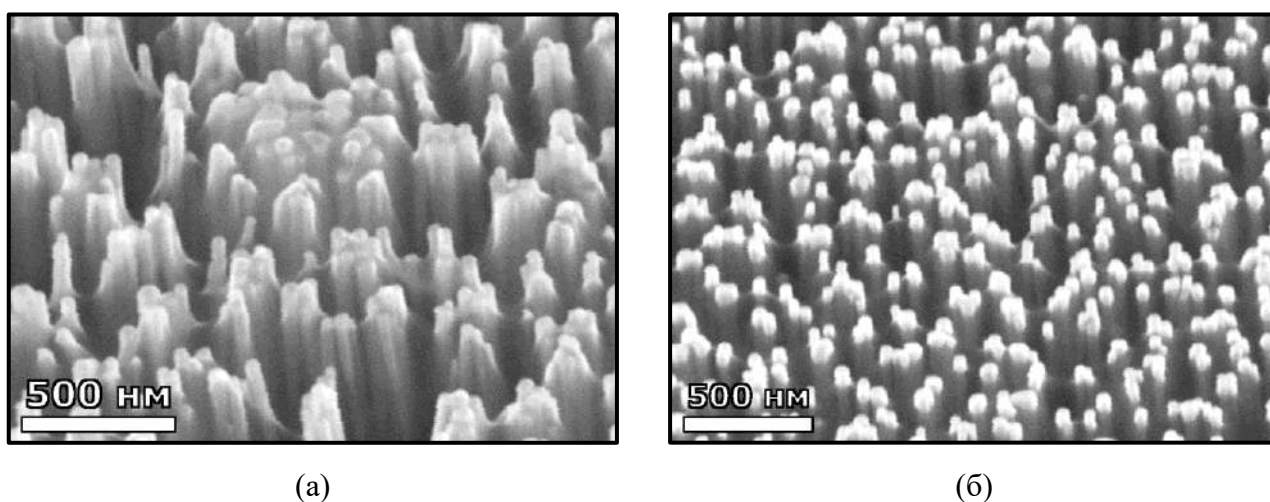


Рисунок 3.4 – СЭМ-изображения GaN ННК со сформированным слоем диэлектрика SU-8 сразу после нанесения (а) и после его травления в кислородной плазме (б)

Видно, что при одинаковых режимах получения СЭМ-изображений, вскрытые вершины ННК обладают большим контрастом по сравнению с ННК, находящимися под слоем полимера.

### 3.2.3 Формирование контакта к GaN ННК

На последнем этапе постростовой обработки формировался сплошной контакт к массиву GaN ННК. Для этого на лицевую сторону структур методом магнетронного распыления через металлическую маску осаждался слой (100 нм) прозрачного проводящего оксида индия-олова (ITO). Процесс осаждения проводился в установке VOC Edwards Auto 500 RF. Перед загрузкой образцов в установку лицевая сторона обрабатывалась в растворе соляной кислоты ( $\text{HCl}:\text{H}_2\text{O}=1:1$ ) для удаления слоя оксида с поверхности ННК. В результате формировались контактные площадки (мезы) в форме кругов диаметром 2.5 мм. Для защиты тонкой пленки ITO в процессе измерений от повреждений при контакте с токосъемным зондом на краях площадок точно наносилась серебряная паста. Выбор материала верхнего электрода обуславливался требованиями к его проводимости и оптической прозрачности для проведения дальнейших исследований гетероперехода GaN ННК/Si в условиях внешнего освещения.

Для выявления потенциальных барьеров контакта ITO/GaN ННК использовался метод EBIC, который позволяет визуализировать наличие встроенных электрических полей на гетероинтерфейсах и, тем самым, определять наличие потенциальных барьеров в области контактов. Более подробно описание данного метода изложено в п. 2.2.2. На рисунке 3.5 представлены СЭМ-изображение поперечного скола структуры (образец 1) и соответствующая ему карта EBIC-сигнала. Отчётливо видно, что в области интерфейса *n*-GaN/ITO особенностей в EBIC-сигнале не наблюдается, что свидетельствует об омическом поведении данного контакта. Напротив, в области гетероинтерфейса *n*-GaN ННК/*p*-Si формируется светлая область на EBIC-карте, что соответствует наличию обеднённого слоя в Si подложке и, следовательно, потенциального барьера (*p*-*n* переход) на интерфейсе.

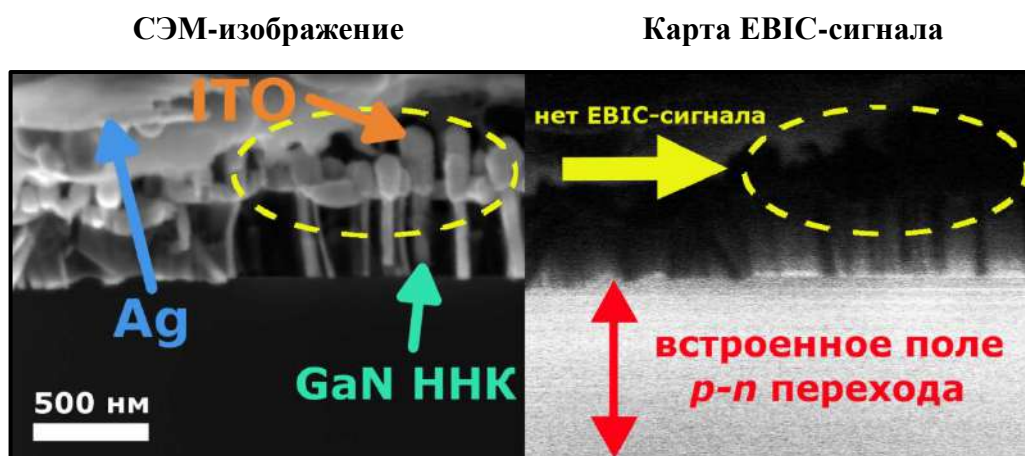


Рисунок 3.5 – СЭМ-снимок поперечного скола структуры ITO/*n*-GaN ННК/*p*-Si (левая часть) и соответствующая ему карта EBIC-сигнала (правая часть)

Таким образом, после завершения всех этапов постростовой обработки были сформированы диодные структуры ITO/*n*-GaN ННК/*p*-Si/Al. На рисунке 3.6 представлен схематический вид и СЭМ-изображение поперечного скола изготовленных диодных структур, а также фото одного из образцов после завершения всех этапов постростовой обработки.

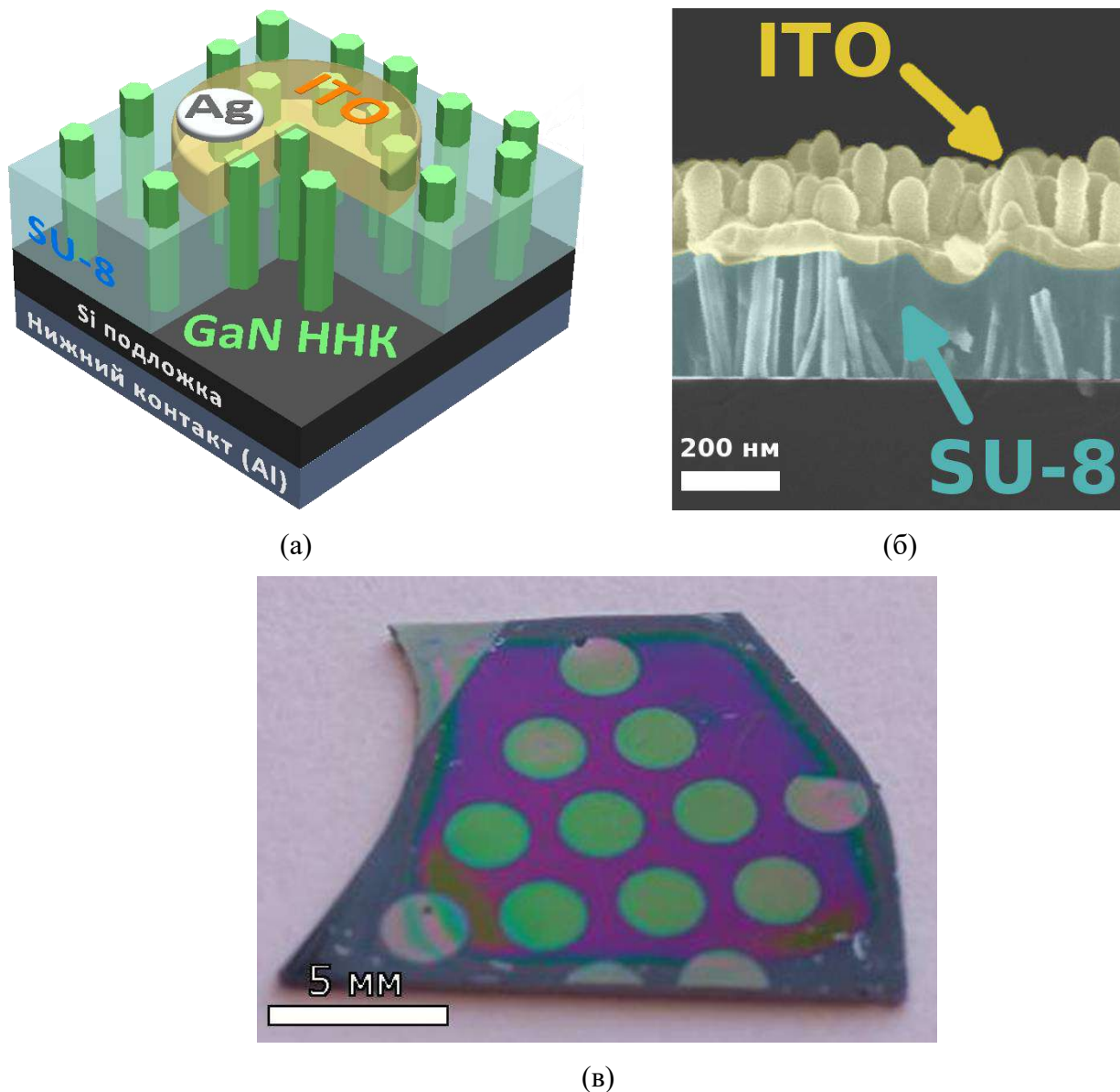


Рисунок 3.6 – Схематическое изображение изготовленных диодных структур (а), СЭМ-изображение (в инвертированных цветах) GaN ННК, инкапсулированных в слой диэлектрика SU-8, с верхним ITO контактом (б), фото одного из получившихся образцов (в)

### 3.3 Измерения электрофизических характеристик

ВАХ исследуемых образцов измерялись на специализированной зондовой станции, описание которой представлено в разделе 2.2.1. В процессе измерений структуры фиксировались посредством вакуумного прижима, а температура измерительного столика поддерживалась равной 25°C. Измерения ВАХ проводились как в темноте, так и в условиях внешней подсветки. В последнем случае засветка структур осуществлялась параллельным пучком белого света с интенсивностью 100 мВт/см<sup>2</sup>.

Для корректного сравнения транспортных свойств гетероинтерфейса GaN ННК/Si для различных образцов, при построении ВАХ (рисунок 3.7) ток был нормирован на единицу площади интерфейса согласно следующей формуле:

$$j = \frac{I}{N_{\text{ННК}} \cdot S_{\text{ННК}}} \quad (3.1)$$

Здесь  $I$  – полный измеренный ток через всю контактную площадку,  $N_{\text{ННК}}$  – среднее количество ННК под контактной площадкой ИТО,  $S_{\text{ННК}}$  – средняя площадь поперечного сечения одного ННК. Набор полученных экспериментальных зависимостей указывает на выраженное влияние затравочного слоя на транспортные свойства исследуемых гетероструктур.

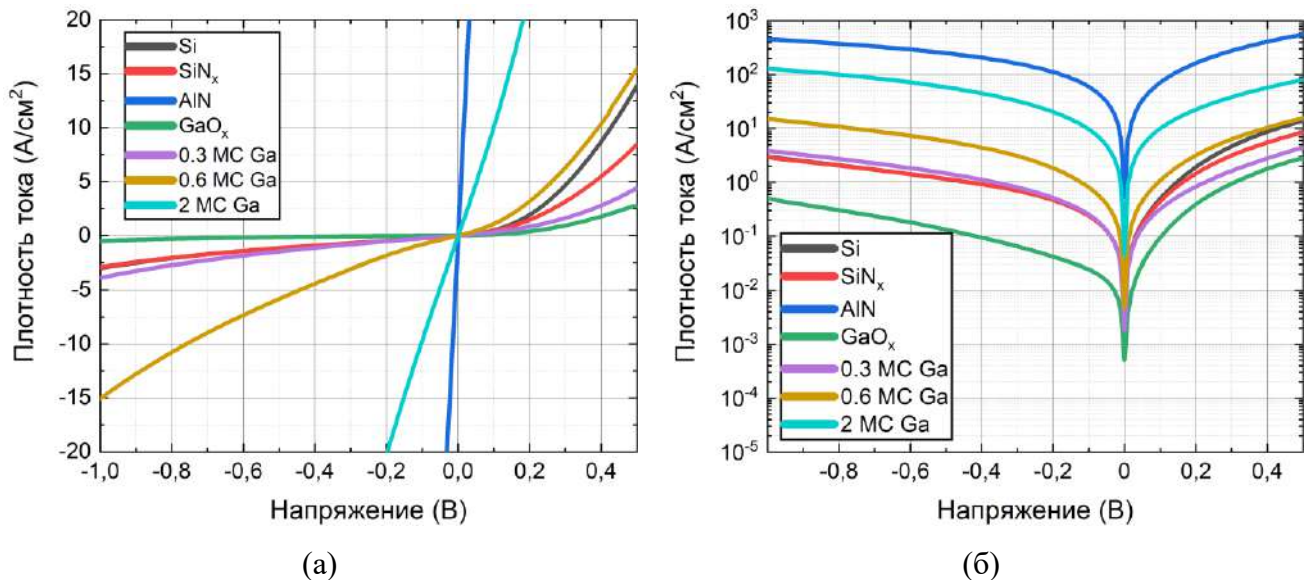


Рисунок 3.7 – Темновые ВАХ исследуемых образцов 1 – 7, соответствующих различным типам затравочных слоёв, в линейном (а) и полулогарифмическом (б) масштабе

Для того, чтобы проанализировать полученные зависимости, необходимо сперва рассмотреть транспортные механизмы, которые могут возникать в полупроводниковых гетероструктурах. В обычном  $p$ - $n$ -переходе полный ток представляет собой сумму токов горячих

носителей (как электронов, так и дырок), проходящих через потенциальный барьер. Ток пренебрежимо мал при обратном смещении перехода по напряжению и экспоненциально растет при прямом смещении. В случае гетероперехода  $n\text{-GaN}/p\text{-Si}$  ток горячих дырок отсутствует из-за высокого потенциального барьера для дырок на гетерогранице [139]. Однако, в реальных  $p\text{-}n$  переходах туннелирование электронов и дырок через обедненную область может приводить к значительным токам утечки. В общем случае это зависит от концентрации дефектов и уровней легирования в полупроводниковой структуре [140]. В частности, при высокой концентрации объемных и межфазных дефектов в обедненной области, механизмы туннелирования с участием ловушек [141] и рекомбинации Шокли-Рида-Холла [142] приводят к искажению ВАХ диодных структур как на прямой, так и обратной ветках [143]. В случае же высоких уровней легирования может возникать значительный обратный ток из-за механизма межзонного туннелирования [144,145], который не связан с дефектами. Принимая во внимание тот факт, что рассогласование параметров решетки для Si и GaN составляет 17%, а КТР отличаются более чем в 2 раза [146], то на границе этих материалов неизбежно будет присутствовать слой, характеризующийся нескомпенсированными атомными связями и структурными дефектами. Толщина такого слоя, как правило, не превышает нескольких нанометров, тем не менее, при наличии сильнолегированных областей ширина ОПЗ может быть сопоставима с данной величиной, что приведет к усилению эффекта туннелирования.

Рассмотрим более подробно поведение образца 3. Формирование буферного слоя AlN осуществлялось путем осаждения металлического Al на поверхность Si-подложки с последующей его нитридацией. Хорошо известно, что Al является легирующей примесью акцепторного типа для Si и легко встраивается в его решетку благодаря близким значениям ковалентных радиусов этих материалов. Также известно, что при высоких температурах и непродолжительном отжиге Al способен достаточно глубоко, до нескольких микрон, проникать в Si подложку, при этом его диффузия усиливается в случае, если она легирована бором [147]. Отметим, что в рассматриваемых структурах легирующей примесью Si-подложек выступает именно бор, а температура и длительность роста ННК достигают  $810^\circ\text{C}$  и 17-ти часов соответственно. Опираясь на вышесказанное, можно утверждать, что с учётом максимальной растворимости Al в Si на уровне  $1.25 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , образец 3 представляет собой гетеропереход  $n\text{-GaN}/p\text{-Si}$  с высоколегированной областью  $p$ -типа на гетероинтерфейсе. Похожий эффект отмечался, например, в работе [148], при синтезе планарного слоя AlN на Si. Более того, возможно и дополнительное легирование самих GaN ННК из-за объемной диффузии кремния из подложки в процессе роста. Для рассматриваемого образца, по сравнению с другими, наблюдаются значительно более высокие величины обратного тока, что характерно для туннельных или обращенных диодов, работающих по механизму межзонного туннелирования.

Однако, напряжение открытия в области прямого смещения вовсе не выражено, что свидетельствует о наличии рекомбинации Шокли-Рида-Холла из-за высокой плотности дефектов в ОПЗ. Эти дефекты могут быть обусловлены несколькими факторами. В первую очередь, само по себе наличие бора в качестве легирующей примеси для Si отвечает за образование хорошо известных дефектов, обусловленных формированием химических связей бора с атомами примесей, попадающих в Si-подложку в процессе её производства. Самыми распространенными являются образования таких комплексов как В-О и В-Fe [149–153]. Проникновение же атомов Al в решетку Si может также сопровождаться формированием в его запрещенной зоне энергетических уровней [154], которые препятствуют разделению носителей заряда в обеднённой области. Еще одним фактором является температурная обработка, которой подвергается подложка в процессе синтеза GaN ННК. В условиях высоких температур дислокации могут легко генерироваться из поверхностных дефектов даже при чрезвычайно малых механических напряжениях [155], которые, как было отмечено ранее, могут возникать на гетероинтерфейсе GaN/Si. Таким образом, процессы взаимной диффузии в совокупности с дефектами кристаллической структуры на гетероинтерфейсе и в ОПЗ вносят определяющий вклад в характер протекания тока для данного образца.

Поведение ВАХ образца 7, выращенного с затравочным слоем нанокпель Ga толщиной 2 МС, аналогично ВАХ для образца 3 и может быть описано аналогичным образом. Ga, как и в случае с Al, способен проникать в приповерхностные слои Si, создавая тем самым сильнолегированную область дырочного типа проводимости [156]. Несмотря на то, что максимальная растворимость Ga в кремнии, достигающая  $1.5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , сравнима с растворимостью Al, его коэффициент диффузии оказывается в несколько раз ниже [157]. Также как и в случае с Al, проникновение Ga в Si-подложку может сопровождаться образованием дефектных уровней [158–160], принимающих участие в процессах рекомбинации. Следовательно, более низкие значения плотности тока как для прямого, так и обратного смещений, наблюдаемые для этого образца, можно объяснить меньшей степенью паразитного легирования Si-подложки в области гетероперехода из-за более слабой диффузии Ga и, возможно, снижением плотности дефектов в ОПЗ. Такие же рассуждения можно провести и для описания ВАХ образца 6 с затравочным слоем Ga толщиной 0.6 МС. При этом, снижение количества Ga в затравке, по сравнению с образцом 7, сопровождается уменьшением тока обратного смещения и более выраженной прямой веткой ВАХ.

ВАХ образца 5 с затравочным слоем Ga толщиной 0.3 МС отличается от рассмотренных выше зависимостей, но, в то же время, довольно близка к ВАХ образцов 1 и 2, где GaN ННК были синтезированы на необработанной и нитрированной поверхности Si, соответственно. Слой Ga толщиной 0.3 МС, адсорбированный на Si (111), образует термодинамически стабильную

реконструкцию поверхности [161] с  $sp^3$ -гибридизацией связей Si–Ga, соответствующую структуре чистого Si. Мы предполагаем, что дальнейшая нитризация этой поверхности подавляет объемную диффузию атомов Ga в Si, что приводит к увеличению общего контактного сопротивления гетероструктуры по сравнению с ранее рассмотренными образцами. Более того, снижение количества Ga при формировании затравочного слоя для данного образца также может означать менее выраженное дополнительное легирование Si-подложки в приповерхностной области. Обратные ветки ВАХ образцов 1 и 2 идентичны друг другу, однако, в области прямых смещений наблюдается существенное различие в последовательном сопротивлении, причем сопротивление образца без предварительной нитризации подложки (образец 1) ниже, чем у образца с затравочным слоем  $SiN_x$  (образец 2). Мы полагаем, что даже в случае синтеза GaN ННК без затравочного слоя нитризация поверхности Si-подложки неизбежна. Таким образом, различие в последовательных сопротивлениях может определяться параметрами слоя  $SiN_x$ , который в случае образца 2 формировался намеренно.

Сравнение ВАХ образцов 1 (Si), 2 ( $SiN_x$ ), 5 (0.3 МС Ga) и 6 (0.6 МС Ga) с зависимостями образцов 3 (AlN) и 7 (2 МС Ga) показывает, что для первой группы величины обратных токов существенно ниже, и в большей степени выражен экспоненциальный вид ВАХ в области прямого смещения. Тем не менее, для всех указанных образцов уровень утечек остается достаточно высоким, что соответствует паразитному легированию подложки, а также образованием дефектов в обедненном слое и в области гетероинтерфейса.

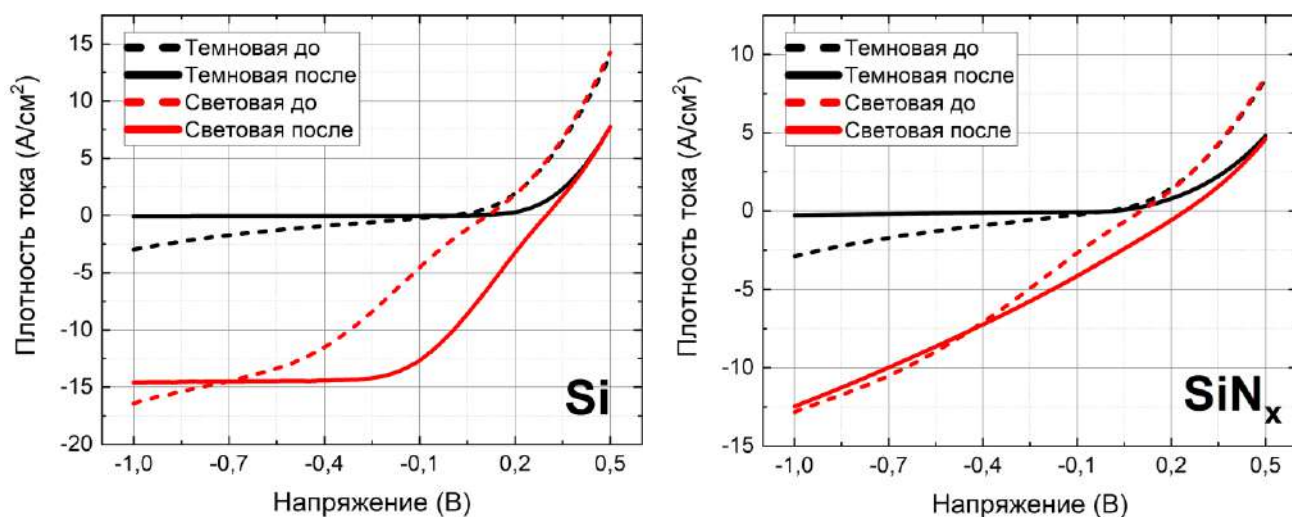
$\beta$ - $Ga_2O_3$  имеет ширину запрещенной зоны около 4.8 эВ и сродство к электрону 4 эВ, что соответствует отсутствию потенциального барьера для электронов в зоне проводимости и одновременно наличию высокого барьера для дырок в валентной зоне на гетерогранице с Si [162,163]. Следовательно, задачей буферного слоя  $GaO_x$  (образец 4), осажденного в установке PECVD (Oxford PlasmalabSystem 100), было пространственное разделение электронов в GaN и дырок в Si для подавления рекомбинации на интерфейсе GaN ННК/Si. Как видно из рисунка 3.7, обратный ток для этого образца имеет минимальное значение в сравнении с другими структурами, а напряжение открытия выше по сравнению с остальными образцами. Однако, наряду с этим, ВАХ демонстрирует падение тока в области прямого смещения по сравнению с другими образцами, что вызвано высоким сопротивлением слоя  $GaO_x$ . Для улучшения проводимости образца буферный слой может быть преднамеренно легирован кремнием во время осаждения в установке PECVD [164].

## 3.4 Обработка в плазме водорода

Одним из способов снижения темпа рекомбинации является пассивация, в частности, водородная пассивация - широко используемый метод для снижения числа поверхностных состояний и дефектов в объёме кремния [165,166]. Данный подход активно применяется как в микроэлектронике, например, для пассивации интерфейса Si/SiO<sub>2</sub> для формирования высококачественных МОП-структур [167], так и в фотовольтаике – для создания высокоэффективных кремниевых фотопреобразователей [165,168].

В связи со значительным вкладом рекомбинации, наблюдаемой в исследуемых образцах, было проведено исследование влияния предварительной обработки гетероструктур в плазме водорода на транспортные характеристики. Плазменная обработка осуществлялась в установке PECVD (Oxford PlasmalabSystem 100) после формирования нижнего контакта к подложке и перед нанесением слоя SU-8. При этом длительность обработки составила 5 минут, а мощность плазмы, давление и температура держателя образцов были зафиксированы на уровне 20 Вт, 500 мТорр и 350°С соответственно. Для удаления слоя поверхностного оксида с подложки, перед загрузкой в камеру установки, лицевая сторона образцов обрабатывалась в растворе плавиковой кислоты (HF:H<sub>2</sub>O=1:3).

На рисунке 3.8 представлены сравнения темновых и световых ВАХ для образцов 1 – 7 до и после обработки.





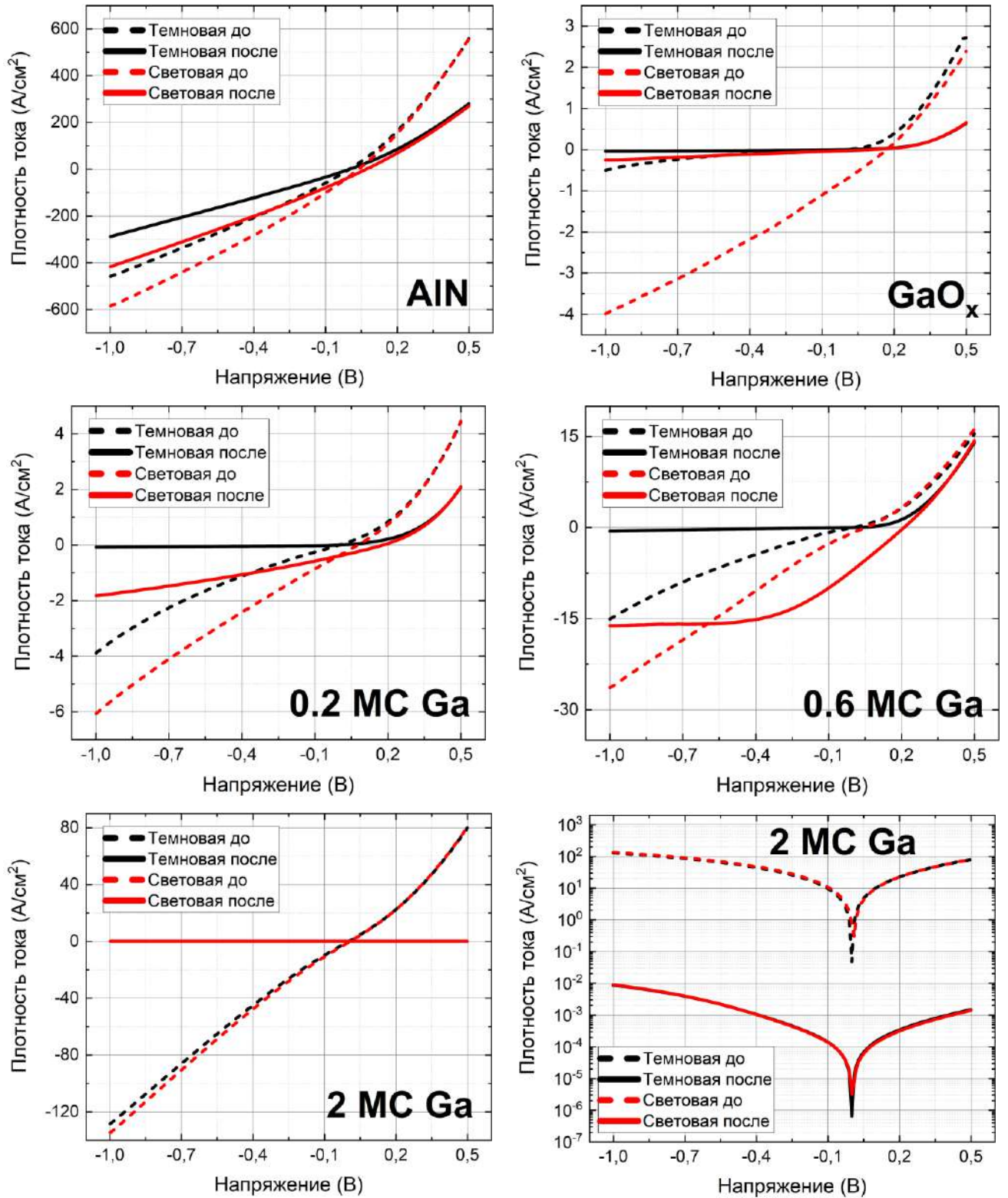


Рисунок 3.8 – Темновые и световые ВАХ образцов 1 – 7 до и после обработки в плазме водорода

Для всех структур после обработки в плазме водорода наблюдается снижение темнового тока при обратном смещении. При этом у образцов 1, 2 и 4 – 7 обратный темновой ток падает более чем на порядок, а у образца 3 – в 1.5 раза.

Для более детального исследования, на примере образца 1 был проведён дополнительный эксперимент с вариацией длительности обработки, которая составляла 1, 5, 10, 15 и 20 минут. Другие параметры (мощность, давление, температура) остались без изменений. Сперва были проведены измерения темновых ВАХ образцов. На рисунке 3.9 представлена эволюция темновых ВАХ в зависимости от длительности процесса. Быстрое нарастание обратного тока в образце без обработки и, как следствие, низкое напряжение открытия диодной структуры, говорит о значительном уровне утечек на интерфейсе, что, как было отмечено выше, вероятно связано с большим количеством дефектов в данной области. По всей видимости, энергетические уровни этих дефектов располагаются внутри запрещенной зоны, что позволяет основным носителям пересекать потенциальный барьер  $p-n$  перехода при положительных смещениях, меньших ожидаемого напряжения открытия, а также при подаче обратных смещений. Также следует ещё раз подчеркнуть, что в процессе синтеза GaN ННК возможна непреднамеренная нитридация поверхности подложки [169–171], которая также может сопровождаться возникновением дефектов на интерфейсе. Кроме того, хорошо известно, что в слоях нитрида кремния, достигающих нескольких нанометров, возможно образование точечных заряженных дефектов, что активно использовалось при создании энергонезависимой памяти [172].

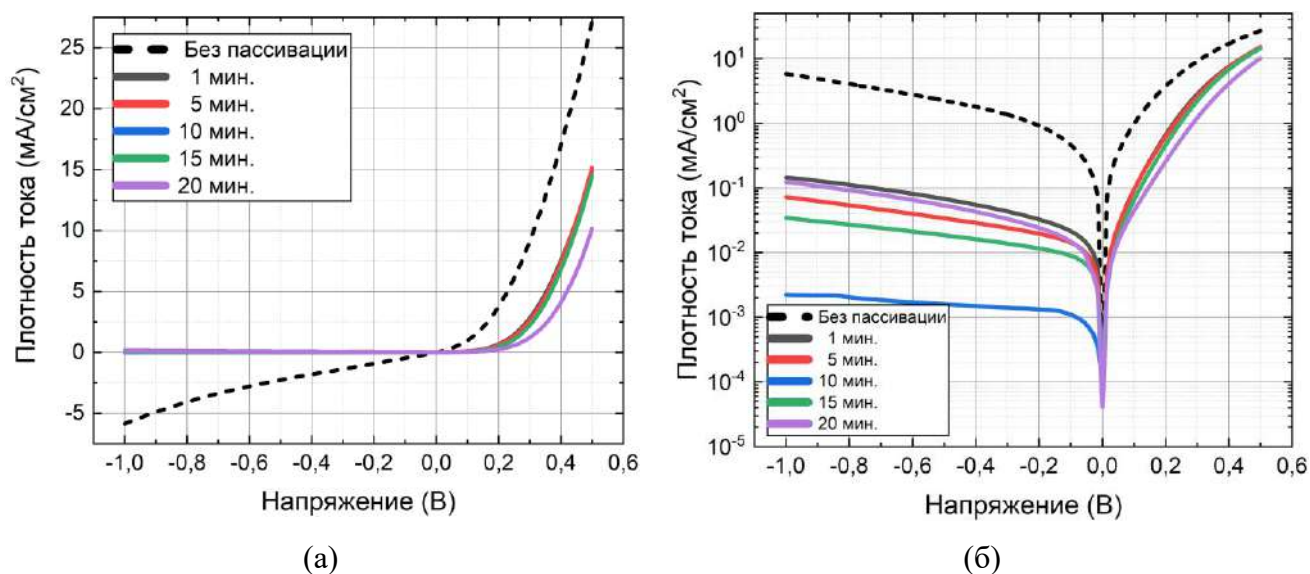


Рисунок 3.9 – Темновые ВАХ образца 1 в зависимости от длительности обработки: линейный (а) и полулогарифмический (б) масштабы

Для структур, обработанных в водородной плазме, отмечается увеличение напряжения открытия диода (рисунок 3.9а), а также уменьшение токов утечек при обратном смещении, что должно быть связано с уменьшением концентрации активных дефектов в ОПЗ гетероперехода  $n$ -GaN ННК/ $p$ -Si. Количественный анализ ВАХ позволяет выделить тенденцию к существенному снижению уровня утечек при увеличении времени обработки вплоть до, как минимум, 10 минут

(рисунок 3.9б). При этом, дальнейшее увеличение оказывает, напротив, обратный эффект, сопровождающийся нарастанием токов утечек.

Основываясь на данных ЕВІС-исследований и известном уровне легирования Si-подложки, можно утверждать, что при пассивации концентрация носителей заряда в ННК должна сохраниться на уровне не ниже  $10^{17} \text{ см}^{-3}$ , так как у основания ННК не наблюдается ЕВІС-сигнала. Другими словами, отсутствие сигнала свидетельствует о малой протяженности встроенного разделяющего электрического поля в ННК, что проявляется только в том случае, когда уровень легирования ННК существенно превышает уровень легирования подложки. При этом, проведенные оценки показывают, что сопротивление массива ННК в контактной площадке более чем на два порядка меньше последовательного сопротивления всей структуры в целом. Таким образом, особенности ВАХ при обработке структур в плазме в основном вызваны изменением свойств ОПЗ на гетероинтерфейсе *n*-GaN ННК/*p*-Si, а не изменением транспортных свойств ННК.

Для более комплексного исследования гетероинтерфейса *n*-GaN ННК/*p*-Si были также проведены измерения ВАХ при внешнем освещении *p-n* перехода (рисунок 3.10). Особенностью световых ВАХ является дополнительный перегиб в области положительных напряжений, что, вероятно, свидетельствует о наличии паразитного барьера в структуре. Опираясь на данные ЕВІС, которые свидетельствуют об отсутствии потенциальных барьеров на интерфейсах ИТО/GaN и Al/Si, можно предположить, что данный перегиб связан с наличием тонкого слоя SiN<sub>x</sub> между ННК и подложкой и возникновением заряженных центров в ОПЗ, влияющих на транспорт и рекомбинацию носителей заряда.

На световых ВАХ также четко прослеживается влияние водорода на обратный ток при освещении (фототок). Рисунок 3.10б демонстрирует зависимость фототока, генерируемого в структуре при освещении, от длительности обработки. Фототок обусловлен фотогенерацией электронно-дырочных пар в Si-подложке и разделением носителей в области гетероперехода встроенным электрическим полем. Поскольку фототок, в отличие от обратного тока темновой ВАХ, является в большей степени интегральной функцией от свойств всего объема полупроводниковой структуры, а не только от области ОПЗ, то на его величину может влиять большее количество параметров структуры. В частности, фототок зависит как от наличия дефектов в объеме подложки, влияющих на длины свободного пробега неосновных носителей заряда, так и от наличия дефектов в области ОПЗ, которые эквивалентно можно представить как шунт диода, приводящий к возникновению токов утечек и рекомбинации уже разделенных носителей. Из полученных данных видно, что величина фототока имеет сугубо нелинейную зависимость от времени обработки структуры. Наблюдается локальный максимум (в рамках выбранных точек по времени) данного значения при длительности 10 минут, что хорошо коррелирует с данными для темновых ВАХ (рисунок 3.9), указывая на рекомбинацию в ОПЗ.

Более того, принимая во внимание факт увеличения напряжения холостого хода для всех режимов обработки (рисунок 3.10а), можно сделать вывод о более эффективном разделении носителей заряда встроенным полем  $p-n$  перехода, что, в свою очередь, свидетельствует о снижении количества центров рекомбинации в ОПЗ.

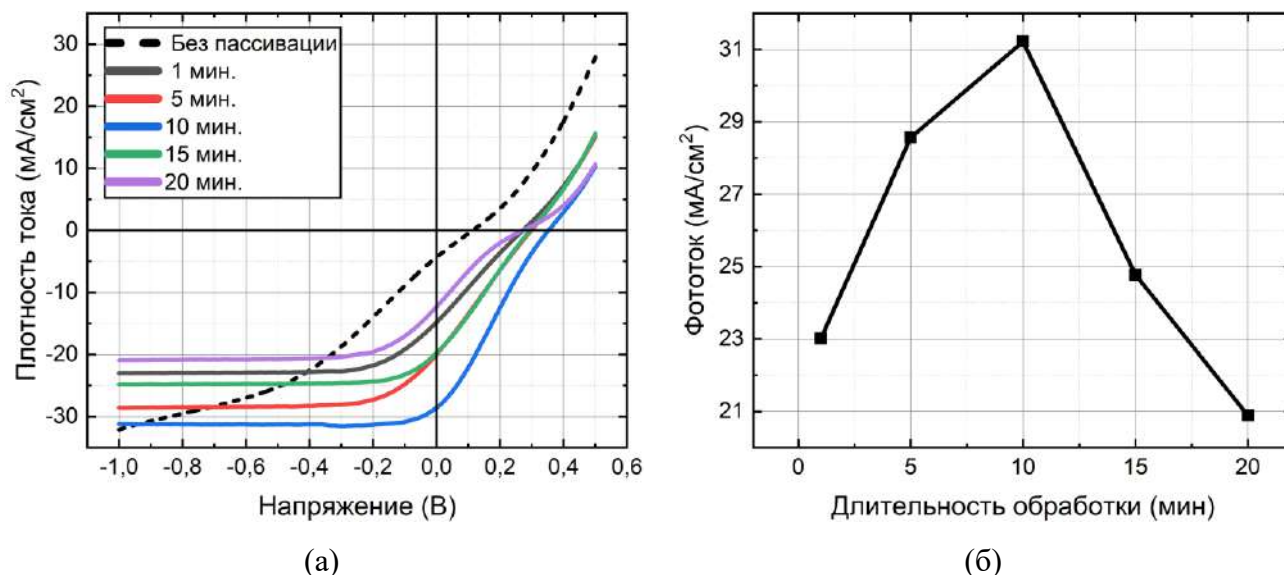


Рисунок 3.10 – Световые ВАХ (а) и зависимость фототока от длительности обработки (б) для образца 1

Такое немонотонное поведение фототока может быть объяснено следующим образом. Сперва водород, проникая в подложку, эффективно купирует дефекты в приповерхностной области и на интерфейсе, уменьшая их концентрацию, что позволяет снизить темп рекомбинации носителей в ОПЗ. При дальнейшем увеличении времени обработки концентрация водорода в подложке постепенно нарастает. Известно, что при длительной обработке Si в водородной плазме, водород способен образовывать дефекты [173–175], а также накапливаться в приповерхностной области с последующим формированием пузырьков газа [176]. При относительно длительной обработке количество новообразованных дефектов, в том числе пузырьков, увеличивается, что, напротив, приводит к усилению темпа рекомбинации разделенных носителей. Причём данное обстоятельство должно хорошо отражаться как на темновой, так и на световой ВАХ.

Отдельно необходимо отметить, что при обработке Si в водородной плазме фототок также может изменяться под действием другого механизма, связанного с изменением ширины ОПЗ. Проникая в кремний, водород может вызывать нейтрализацию бора [176], который является легирующей примесью  $p$ -Si. Из рисунка 3.10а видно, что даже в случае 20-ти минутной обработки в водороде, напряжение холостого хода для соответствующего образца остается в несколько раз больше, чем для структуры без пассивации, а значит и выше эффективное время жизни электронно-дырочных пар в ОПЗ. Более того, очевидно, что снижение уровня легирования

подложки должно сопровождаться увеличением ширины ОПЗ. Следовательно, для сохранения величины напряжения холостого хода на том же уровне эффективное время жизни должно увеличиться, что будет означать уменьшение количества центров рекомбинации. Учитывая вышесказанное, можно заключить, что даже если нейтрализация примеси водородом и происходит, то процесс подавления центров рекомбинации в ОПЗ и гетерогранице идёт более эффективно.

Таким образом, при относительно малом времени обработки в водородной плазме наблюдается значительное улучшение выпрямляющих свойств диодной гетероструктуры *n*-GaN ННК/*p*-Si, что в условиях внешней засветки приводит к росту фототока и напряжения холостого хода. При последующем увеличении длительности обработки продуцированные водородом дефекты, как предполагается, вызывают обратный эффект и приводят к постепенной деградации структуры.

### Выводы к Главе 3

В рамках данной главы исследовались структуры GaN ННК/Si, где ННК были синтезированы с использованием различных затравочных слоёв: Si, SiN<sub>x</sub>, AlN, GaO<sub>x</sub>, а также 0.3, 0.6 и 2 МС Ga. В ходе отработки технологического цикла постростовой подготовки структур было установлено, что алюминий формирует хороший омический контакт к Si-подложке *p*-типа после 10-ти минутного отжига в атмосфере азота при 300 °С. Также, согласно EBIC-исследованиям, интерфейс ITO/GaN ННК продемонстрировал омическое поведение.

Исследования ВАХ показали, что транспортные свойства гетероинтерфейса *n*-GaN ННК/*p*-Si в значительной степени зависят от выбора затравочного слоя. Структура с затравочным слоем GaO<sub>x</sub> продемонстрировала наименьший уровень утечек, в то время как для всех остальных структур соответствующий уровень был значителен. Установлено, что наибольший уровень утечек соответствует структурам с затравочными слоями AlN и 2 МС Ga, что вызвано паразитной диффузией атомов Al и Ga в подложку и её легированием, а также образованием дефектов в ОПЗ. Также было обнаружено, что снижение количества галлия в затравочном слое сопровождается снижением уровня утечек.

Обработка структур в водородной плазме показала улучшение диодных характеристик гетероперехода *n*-GaN ННК/*p*-Si. Для всех структур обратный темновой ток снизился более чем на порядок, за исключением структуры с затравочным слоем AlN. В ходе более детального исследования было обнаружено, что для структуры без затравочного слоя при длительности

обработки в водороде до 10 минут наблюдается монотонное снижение количества активных дефектов. При дальнейшем увеличении времени обработки наблюдается постепенная деградация структур, вызванная, предположительно, накоплением водорода в подложке.

## ГЛАВА 4. ИССЛЕДОВАНИЕ ТРАНСПОРТНЫХ СВОЙСТВ ОДИНОЧНЫХ GaN ННК

## Введение

Полупроводниковые приборы для силовой электроники подразумевают функционирование в условиях высоких токовых нагрузок. Как уже было отмечено во введении к работе, благодаря своим фундаментальным свойствам GaN обладает значительным потенциалом в данной области, что позволяет создавать компоненты с более высокими удельными характеристиками. Для создания таких приборов на основе GaN ННК необходимо понимать, какие нагрузки они могут выдерживать. Для решения этой задачи необходимо реализовать структуры на основе одиночных GaN ННК, где к ним сформированы электрические контакты для проведения измерений. Учитывая, что ННК обладают очень малыми геометрическими размерами, выполнение такой задачи требует комплексного подхода с применением широкого спектра постростовых технологий.

В данной главе описан процесс создания таких структур, а также проведено исследование GaN ННК при коммутации токов большой плотности.

## 4.1 Формирование структур на основе одиночных GaN ННК

Для исследований в рамках данной главы был взят образец с GaN ННК на кремнии, СЭМ-изображение которого представлено на рисунке 4.1. В процессе синтеза принудительного легирования ННК не проводилось, а их длина составила 2.5 – 2.8 мкм.

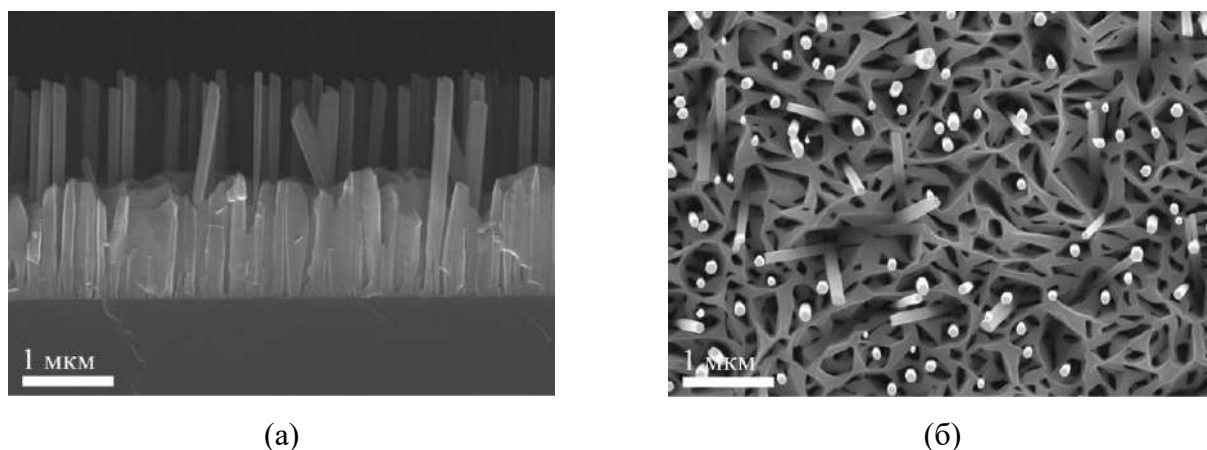


Рисунок 4.1 – СЭМ-изображение GaN ННК на Si: поперечное сечение (а), вид сверху (б)

При проведении исследований GaN ННК в условиях больших электрических нагрузок, необходимо минимизировать влияние контактов на измеряемые характеристики, следовательно они должны обладать омическим поведением.

Процесс формирования омических контактов является базовым при создании полупроводниковых структур. Здесь можно выделить несколько основных этапов:

- 1) Подготовка поверхности структуры для формирования контактов. На этом шаге поверхность очищается, обычно при помощи химического (жидкостного), газового или иного травления для удаления слоя оксида с поверхности полупроводника;
- 2) Формирование топологических участков будущих контактных площадок на поверхности образца методами литографии;
- 3) Осаждение металлов на образец. Металлы осаждаются путём вакуумного напыления, испарения или химического осаждения из паровой фазы;
- 4) Удаление лишнего металла с поверхности структуры посредством взрывной литографии (метод lift-off [177]);
- 5) Быстрый термический отжиг структуры (при необходимости) для уменьшения контактного сопротивления. Этот шаг выполняется для устранения микропустот, которые могли образоваться в процессе осаждения металла и/или дополнительного легирования области полупроводника вблизи контакта. Также в процессе термического отжига на поверхности полупроводника могут образовываться соединения, обладающие малой работой выхода и обеспечивающие таким образом безбарьерный перенос носителей заряда через границу раздела металл-полупроводник.

Рассматривая процесс создания контактов к одиночным GaN ННК, можно выделить ряд моментов, связанных как со свойствами самого полупроводника, так и геометрическими особенностями ННК. Известно, что GaN обладает достаточно низким значением энергии сродства к электрону (около 3.8 – 4.1 эВ [91,178,179]), что ограничивает выбор подходящих материалов для создания омического контакта. Согласно литературным данным, хорошие омические характеристики демонстрируют контакты на основе титана (Ti) и/или алюминия, при этом классическими вариантами являются многослойные контакты Ti/Al/Ti/Au или Ti/Au [180–184]. Слой золота (Au) используется для предотвращения окисления титана на воздухе. Однако, контакты на базе титана, как правило, требуют высоких температур отжига (свыше 500 °С) после их осаждения. Как было отмечено выше, исследуемые в рамках данной главы ННК имеют длину, не превышающую 3 мкм. Следует отметить, что после осаждения слоёв металлов между контактами к ННК остается зазор, ширина которого составляет порядка 2 мкм. Было установлено, что при формировании контактов Ti/Au к одиночным GaN ННК использование термического отжига может приводить к формированию шунтирующих каналов для носителей



заряда из-за диффузии золота из контакта вдоль поверхности ННК. В силу данного обстоятельства быстрый термический отжиг исследуемых структур после этапа осаждения металлов не проводился, при этом эффекта выпрямления на ВАХ не наблюдалось.

Перед реализацией первого технологического шага по подготовке структуры, в случае одиночных ННК, необходимо сперва отделить их от ростовой подложки и перенести на подложку-носитель. Отметим, что поверхность, на которую переносятся ННК, должна быть непроводящей для предотвращения утечек заряда. Для отделения ННК от ростовой подложки откалывалась небольшая часть и помещалась в колбу с изопропиловым спиртом. Далее колба выдерживалась в ультразвуковой ванне в течение нескольких минут, в результате чего GaN ННК отламывались у своего основания, и образовывалась их взвесь в спирте. На следующем этапе при помощи специализированной микропипетки-дозатора взвесь с ННК наносилась на кремниевую пластину с последующей кратковременной выдержкой и сушкой под потоком азота. При этом, предварительно на пластину кремния в установке PECVD (Oxford PlasmalabSystem 100) осаждался слой (50 нм) нитрида кремния, выступающий в качестве изолятора. На рисунке 4.2 представлена микрофотография GaN ННК, перенесённых на подложку-носитель.



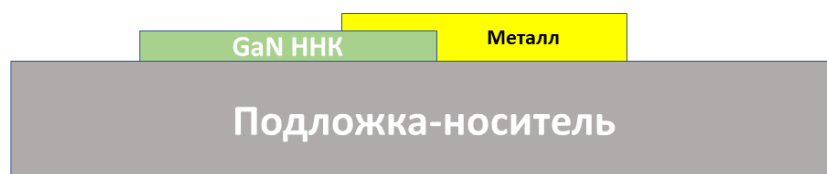
Рисунок 4.2 – Оптический снимок перенесенных GaN ННК на подложку-носитель

Далее на подложку-носитель с диспергированными ННК методом центрифугирования наносилось двухслойное покрытие, состоящее из слоя полимера PMGI (1-й слой) и фоточувствительного полимера AZ MIR 701 (2-й слой). После нанесения полимеров образцы загружались в камеру лазерного литографа Heidelberg DWL 66FS с последующим экспонированием и проявлением. В результате к отдельно лежащим ННК были сформированы дорожки в фоторезисте в форме контактных площадок. Применение двухслойного покрытия

необходимо для формирования разрыва между металлом контакта и слоем металла на поверхности фоторезиста, который впоследствии удаляется. Разрыв достигается за счет формирования специального профиля слоёв полимеров в процессе их проявления (рисунок 4.3а).



(а)



(б)

Рисунок 4.3 – Схематическое изображение процесса формирования металлического контакта к одиночному GaN ННК: после этапа фотолитографии и напыления металлов (а) и после процедуры lift-off (б)

На следующем этапе образец загружался в камеру установки термического напыления ВОР Edwards Auto 500, где на поверхность проявленного фоторезиста последовательно наносились слои металлов Ti/Au. Следует отметить, что непосредственно перед загрузкой образца в камеру, проводилась обработка в растворе HCl ( $H_2O:HCl=1:1$ ) для удаления оксидной плёнки с поверхности ННК. После напыления образец сперва помещался в ёмкость с ацетоном для удаления слоя AZ MIR 701 с лишним слоем металла, а затем в диметилсульфоксид (DMSO) – для удаления слоя PMGI. На рисунке 4.3б схематически изображен контакт к одиночному GaN ННК после процедуры lift-off. Завершающим шагом была промывка образца в деионизованной воде для окончательного удаления остатков растворенных полимеров с поверхности структуры.

В результате выполнения всех вышеописанных операций были изготовлены структуры, где к отдельно лежащим GaN ННК были сформированы по два металлических контакта для проведения дальнейших исследований. На рисунке 4.4 изображены схематический вид

реализованных структур, типичное СЭМ-изображение одиночного GaN ННК со сформированными металлическими контактами, а также макроснимок всего образца.

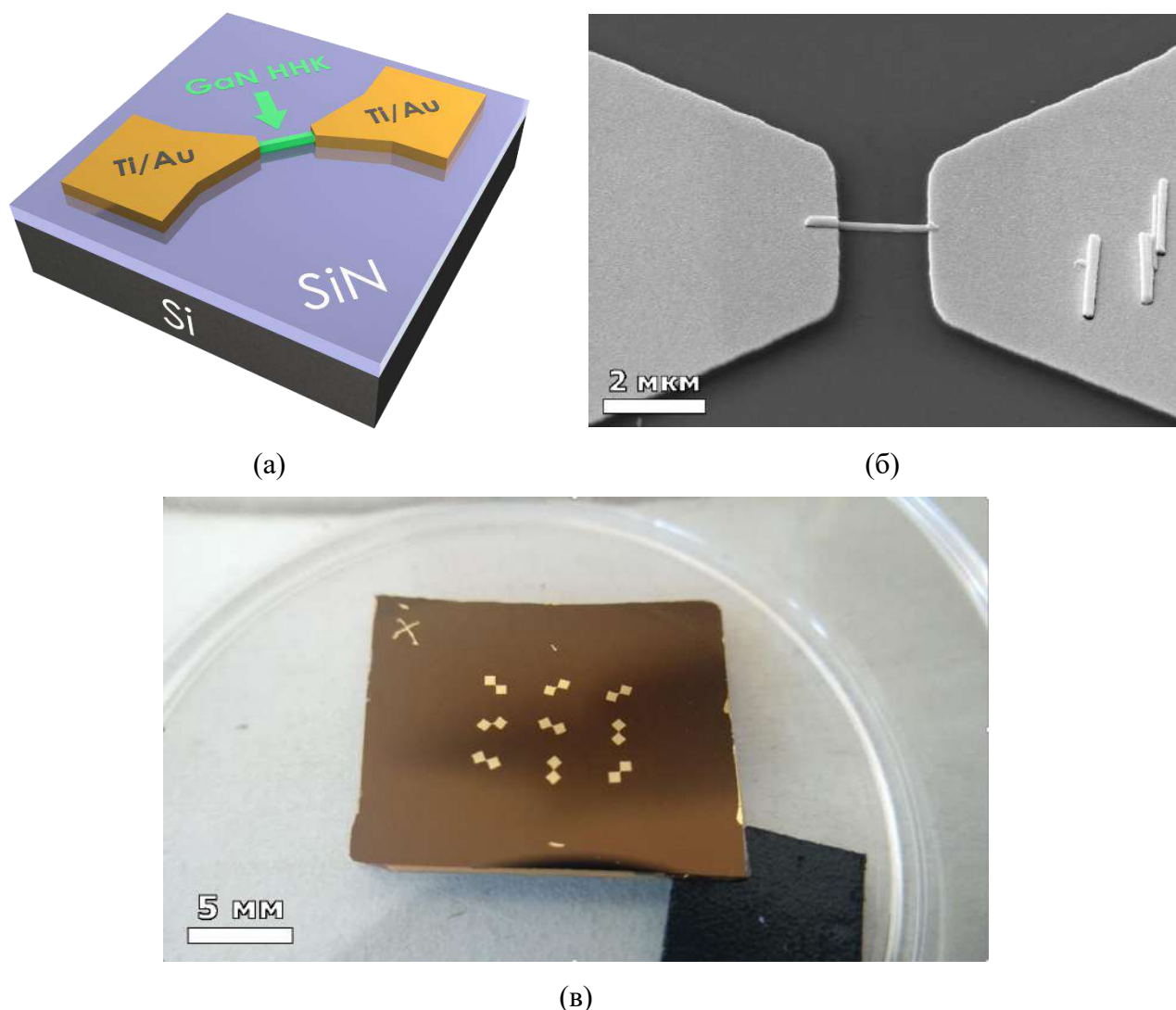


Рисунок 4.4 – Схематическое изображение изготовленных структур на базе одиночных GaN ННК (а), типичное СЭМ-изображение одиночного GaN ННК с сформированными металлическими контактами (б), макрофотография образца с металлическими контактами к одиночным GaN ННК (в)

## 4.2 Электрические измерения

Исследования электрических характеристик осуществлялись при комнатной температуре на зондовой станции, описание которой приведено в п. 2.2.1. Непосредственно перед измерениями образцы фиксировались на специализированном вакуумном столике для обеспечения надёжного электрического контакта и предотвращения их смещения при касании

токосъемных зондов. При проведении измерений на ННК подавались импульсы напряжения, при этом ННК был последовательно соединен с малошумящим токовым предусилителем SR-570 (Stanford Research Systems). Предусилитель использовался для прецизионного определения величины тока, протекающего через GaN ННК в процессе измерений. Блок-схема измерительной установки приведена на рисунке 4.5.

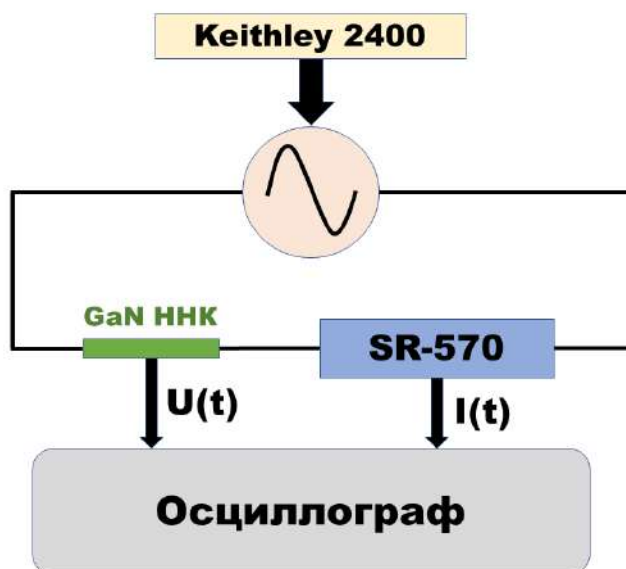


Рисунок 4.5 – Блок-схема измерительной установки для подачи на одиночные GaN ННК импульсного сигнала

Прецизионный источник-измеритель Keithley 2400 и генератор импульсов использовались для формирования выходного сигнала напряжения заданной амплитуды. Форма электрических импульсов показана на вставке к рисунку 4.6а. Во время измерений цифровым многоканальным осциллографом снимались осциллограммы напряжение-время и ток-время, соответствующие напряжению на ННК и протекающему через него току. Эти данные автоматически преобразовывались в ВАХ внутренними алгоритмами осциллографа.

Для сравнения ВАХ, полученных для разных ННК, измеренный ток был нормирован на площадь поперечного сечения исследуемых ННК, а приложенное напряжение на их длину. На рисунке 4.6а показана экспериментальная зависимость плотности тока ( $J$ ) от напряженности электрического поля ( $E$ ) для нескольких одиночных GaN ННК, обозначенных как ННК 1 – 5. Следует отметить, что максимальная плотность тока для некоторых структур достигает значения порядка  $2 \text{ MA/cm}^2$ , что является очень высоким показателем. Причём для всех исследованных ННК данный показатель лежит в диапазоне  $1.7 \pm 0.3 \text{ MA/cm}^2$ . Для более глубокого анализа наблюдаемых особенностей на рисунке 4.6б приведен график ВАХ в двойном логарифмическом масштабе для образца ННК 5. При низких и средних значениях электрического поля зависимость ВАХ близка к линейной, что свидетельствует об омическом поведении контактов к ННК. Затем,

при значениях напряженности поля выше 9 В/мкм, плотность тока начинает демонстрировать степенную зависимость от напряженности:  $E^n$ ,  $n > 2$ . Изменение наклона ВАХ для одиночных GaN ННК было продемонстрировано в ряде работ, например [185,186]. При  $n \geq 2$  предполагается, что такое поведение характерно для токов, ограниченных пространственным зарядом в полупроводниковом материале, который имеет энергетические ловушки на поверхности [187], однако, в нашем случае плотность тока более чем на порядок выше по сравнению с типичной плотностью для такого режима.

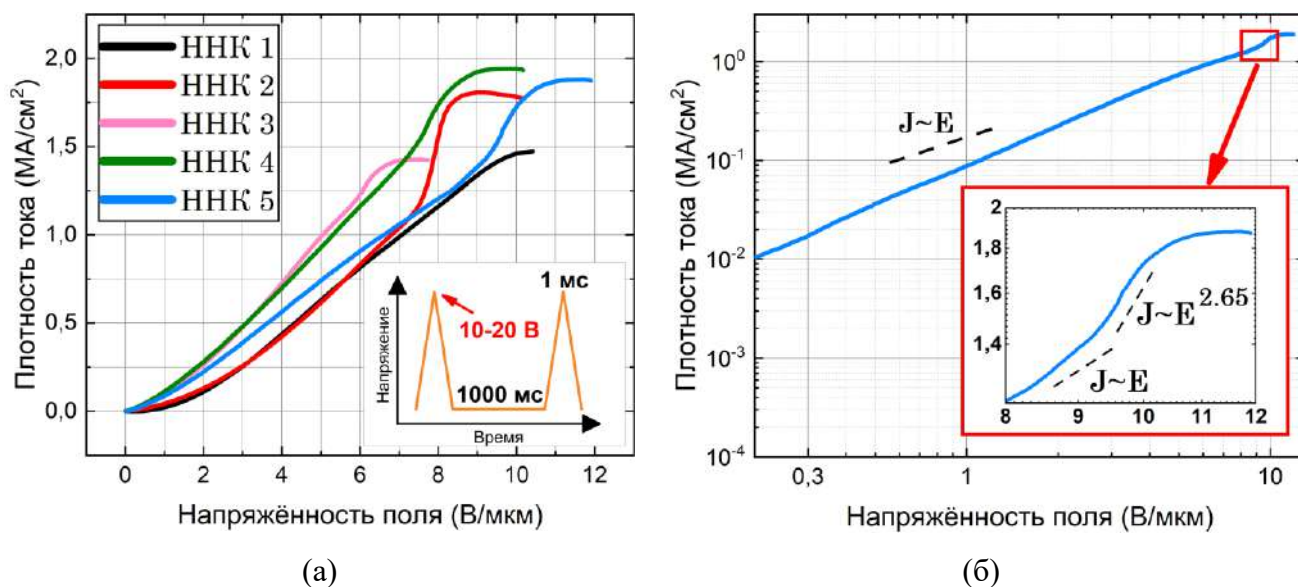


Рисунок 4.6 – Измеренные нормированные ВАХ одиночных GaN ННК (а). На вставке показана форма приложенных к ННК импульсов напряжения. Нормированная ВАХ для ННК 5 в двойном логарифмическом масштабе (б)

Следует отметить, что все измеренные зависимости ВАХ демонстрируют характерное насыщение. Можно сделать предположение, что это явление соответствует насыщению дрейфовой скорости электронов в GaN [188]. Скорость дрейфа можно выразить следующим образом:

$$V_{др} = \frac{j}{en} \quad (4.1)$$

где  $j$  – плотность тока,  $e$  – заряд электрона,  $n$  – концентрация электронов. GaN ННК, выращенные методом МПЭ, обладают электронным типом проводимости с собственным уровнем легирования порядка  $10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$  [169,189,190]. Таким образом, расчетная скорость дрейфа составляет  $1.2 - 2.5 \times 10^7 \text{ см/с}$ . Данный результат хорошо согласуется с результатами опубликованных экспериментальных и теоретических исследований [191–194].

### 4.3 Влияние поверхностных состояний на канал проводимости в GaN ННК

Диаметры исследованных ННК 1 – 5 лежат в диапазоне 70 – 150 нм. В зависимости от диаметра плотность тока варьируется в пределах  $1.7 \pm 0.3$  МА/см<sup>2</sup>. Хорошо известно [46], что наличие поверхностных электронных состояний на боковых стенках ННК приводит к образованию ОПЗ вблизи боковой границы. Это, как следствие, уменьшает эффективную площадь канала проводимости в ННК, поэтому реальная плотность тока должна оказаться выше. Для оценки значения плотности тока с учётом поверхностных состояний было проведено численное моделирование радиального распределения концентрации электронов в GaN ННК. Расчёт проводился в рамках классической дрейфово-диффузионной модели при помощи пакета прикладных программ Comsol Multiphysics, специализированных для полупроводниковых структур [195]. Также применялась статистика Ферми и модель поверхностных состояний Шокли-Рида-Холла [196]. При составлении модели уровень легирования ННК и подвижность электронов были взяты равными  $5 \times 10^{17}$  см<sup>-3</sup> и 500 см<sup>2</sup>/В·с, соответственно [197], а уровень энергии ловушек (относительно дна зоны проводимости) и плотность поверхностных состояний в GaN – 0.55 эВ и  $5 \times 10^{11}$  см<sup>-2</sup>, соответственно [46,169,189]. На рисунке 4.7а и 4.7б проиллюстрировано рассчитанное распределение электронов. Хорошо видно, что значительная часть ННК обеднена. Для количественной оценки был введен коэффициент  $F$ , характеризующий «заполнение» поперечного сечения ННК электронами:

$$F = \frac{1}{n_0 S_0} \iint n dS \quad (4.2)$$

здесь  $n$  – концентрация электронов в данной точке,  $n_0$  – номинальная концентрация электронов (при отсутствии поверхностных состояний),  $S_0$  – площадь поперечного сечения ННК. Значение  $F = 1$  соответствует полностью заполненному сечению ННК электронами, и в этом случае ширина канала проводимости равна диаметру ННК. На рисунке 4.7в представлена смоделированная зависимость  $F$  от диаметра ННК, из которой следует, что коэффициент  $F$  лежит в диапазоне от 0.53 до 0.77 для ННК диаметром 100 – 200 нм. Таким образом, значительная часть проводящего канала исследуемых GaN ННК оказывается обеднённой.

Принимая во внимание обеднение канала проводимости, можно оценить реальную величину плотности тока насыщения, максимальное значение которой составило порядка 4 МА/см<sup>2</sup> для ННК 4, продемонстрировавшего лучшие показатели. Следует отметить, что пассивация [46,198] энергетических состояний на боковой поверхности ННК может дополнительно увеличить показатель  $F$ .

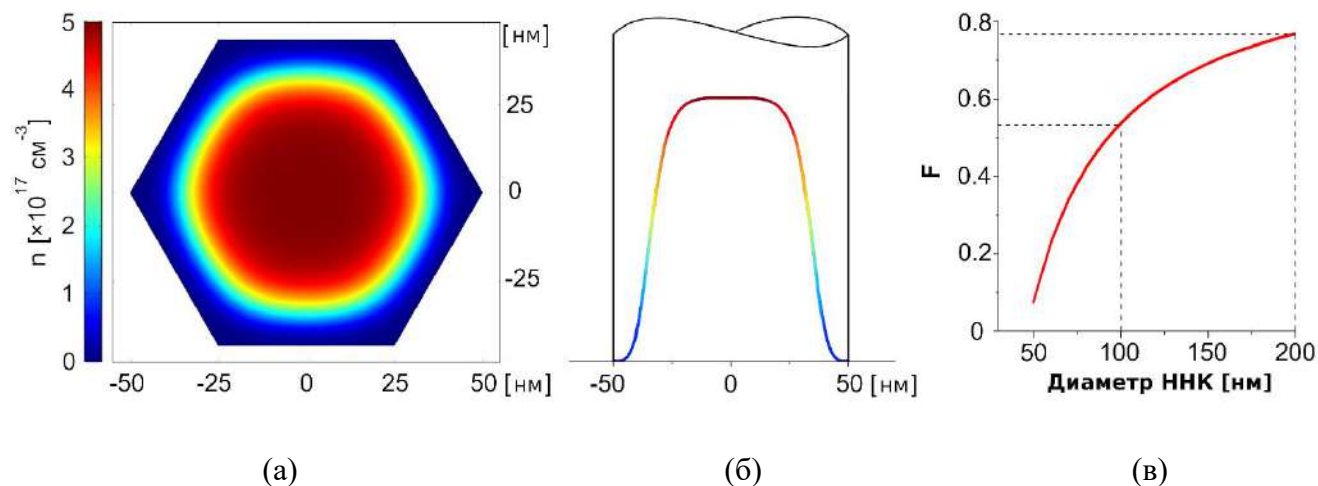


Рисунок 4.7 – Результаты численного расчёта распределения электронов в GaN ННК диаметром 100 нм: распределение в поперечном сечении (а), радиальное распределение (цветовая гамма соответствует рисунку (а)) (б). Зависимость коэффициента  $F$  от диаметра ННК (в)

Для оценки утечек тока через изолирующий слой и подложку на той же подложке  $\text{SiN}_x/\text{Si}$  была изготовлена серия контактных площадок с зазором 1 мкм (без ННК). Электрические измерения такой структуры показали, что величина тока, протекающего через подложку на 4 порядка меньше по сравнению с током, протекающим через одиночные ННК. Таким образом, можно считать, что весь ток коммутируется непосредственно через ННК. Также дополнительно был проведён численный расчёт времени нагрева GaN ННК до стационарной температуры при приложении напряжения, эта величина составила около 2 нс, что более чем на 5 порядков меньше длительности приложенных электрических импульсов, следовательно, можно считать, что измерения ВАХ проводились в квазистатическом режиме с постоянной температурой.

Полученные результаты можно сравнить с величинами плотности тока сток-исток полевых транзисторов на основе GaN ННК. Анализ опубликованных работ [106,118,199–201], посвященных исследованию полевых транзисторов на базе GaN ННК, показывает, что плотность тока, протекающего через одиночный ННК, лежит в диапазоне от нескольких десятков до нескольких сотен  $\text{кА}/\text{см}^2$ , что на порядок меньше, чем полученное в рамках данной работы значение.

Для исследования стабильности структур в условиях высоких токовых нагрузок был проведен следующий эксперимент. ННК были плавно введены в режим насыщения по току (в импульсном режиме) и оставлены в таком состоянии на 30 минут без принудительного охлаждения. Следует отметить, что для некоторых ННК приложенное внешнее напряжение

превышало 20 В, а плотность тока достигала  $1.5 - 2 \text{ MA/cm}^2$ . В течение такого эксперимента ВАХ была стабильна во времени и не наблюдалось разрушения структур.

Таким образом, одиночные GaN ННК демонстрируют хорошую стабильность при коммутации высоких токовых нагрузок и, следовательно, обладают значительным потенциалом для приборных приложений сильноточной электроники, позволяя коммутировать большие удельные мощности.

#### Выводы к Главе 4

В данной главе изучались транспортные свойства одиночных GaN ННК. В ходе технологического цикла была отработана методика переноса синтезированных ННК с ростовой на вспомогательную непроводящую подложку, а также изготовлены структуры, где к одиночным GaN ННК были сформированы омические контакты.

Проведён численный расчёт для одиночного ННК с уровнем легирования  $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , в результате которого установлена зависимость величины сужения канала проводимости от диаметра ННК. В частности, при диаметре ННК 100 нм оказывается, что практически половина ННК обеднена, и ширина канала проводимости составляет 53 нм.

Было впервые показано, что одиночные GaN ННК способны коммутировать токи плотностью  $1.7 \pm 0.3 \text{ MA/cm}^2$  в импульсном режиме при комнатной температуре без принудительного охлаждения. При этом деградации и выхода структур из строя не наблюдалось.



## ГЛАВА 5. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИОДА ШОТТКИ НА ОСНОВЕ ОДИНОЧНОГО GaN ННК

### Введение

В предыдущей главе были исследованы транспортные характеристики GaN ННК, демонстрирующие потенциал данных наноструктур с точки зрения силовых приложений. С другой стороны, геометрические особенности ННК, как уже ранее отмечалось, представляют интерес для быстродействующих приборов, одним из которых является диод Шоттки. На первом шаге реализации такого диода на основе одиночного GaN ННК необходимо рассмотреть физическую модель и провести соответствующий численный расчёт с целью определения частотных возможностей данной конфигурации. Данная глава посвящена численному моделированию диода Шоттки на основе одиночного GaN ННК.

### 5.1 Физическая модель

Рассмотрим одиночный ННК, находящийся в свободном пространстве (без подложки, других ННК и т.д.). Геометрический вид рассматриваемой модели представлен на рисунке 5.1. GaN ННК аппроксимирован цилиндром диаметром  $D$  и длиной  $L$ . Барьер Шоттки формируется на одной из торцевых граней ННК. Такое представление является, безусловно, упрощением, поскольку в реальной структуре должна как минимум присутствовать подложка (или носитель), однако, в данном случае нас интересуют непосредственно характеристики самого барьера, поэтому наличие ряда других структурных элементов не учитывается.

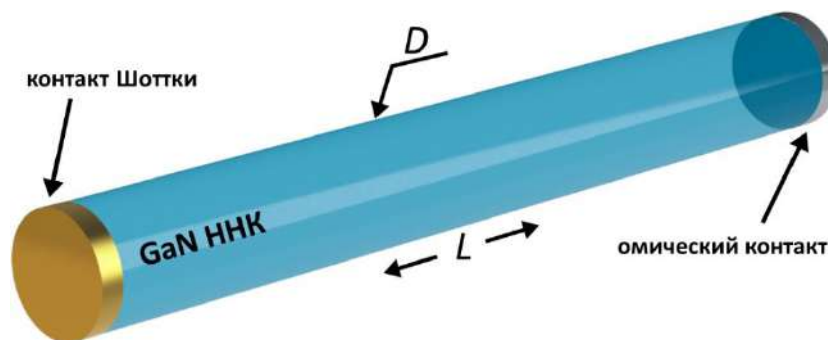


Рисунок 5.1 – Схематическое изображение геометрической модели диода Шоттки на базе одиночного GaN ННК, которая использовалась при численном расчёте

Высота потенциального барьера металл-полупроводник является одним из основных параметров, влияющих на работу диода Шоттки. Здесь и далее под этим будем понимать барьер для электронов, движущихся из металла в полупроводник, если иное не оговорено дополнительно. Как известно, в идеальном случае высота барьера на границе металла с полупроводником определяется разностью работы выхода металла и энергией сродства к электрону полупроводника. Однако, помимо этих двух величин существует ряд факторов, который может в значительной степени повлиять на данный параметр. Первым из них является наличие поверхностных состояний (энергетических уровней) полупроводника на границе с металлом, обусловленных резким нарушением периодичности кристаллической решётки. Зачастую, такие состояния настолько существенны, что происходит закрепление (пиннинг) уровня Ферми на поверхности полупроводника. Это, в свою очередь, приводит к фактической независимости высоты барьера от работы выхода металла. Для диодов Шоттки данное явление особенно важно, следовательно, оно должно быть учтено в составляемой модели. О пиннинге уровня Ферми на поверхности GaN (0001) сообщалось многими авторами, однако, представленные в литературе экспериментальные данные несколько отличаются друг от друга. Например, в работе [202] сообщается о закреплении уровня Ферми на 0.5 – 0.7 эВ ниже дна зоны проводимости на поверхности *n*-GaN (0001). В работе [203] утверждается, что этот уровень находится на 0.48 эВ ниже дна зоны проводимости, в то время как в работе [204] этот уровень ниже на 1.4 эВ для полуизолирующего GaN и на 0.6 эВ для *n*-GaN. Тем не менее, эти результаты согласуются с некоторыми теоретическими исследованиями, например, работой [205]. Такое расхождение экспериментальных данных может быть обусловлено различными вариациями энергетических ловушек, расположенных на поверхности полупроводника (например, оборванные атомные связи, атомы примесей и сторонних элементов, структурные дефекты). Оценки плотности поверхностных состояний GaN (0001) также имеют определённую дисперсию и согласно, например, работам [206,207] лежат в диапазоне  $10^{11} - 10^{13} \text{ см}^{-2}$ . Получение энергетического распределения плотности поверхностных состояний в запрещённой зоне является сложной задачей, и в литературе соответствующей информации не найдено. Поэтому в рамках данной модели для учёта влияния поверхности рассматривался локализованный на 0.7 эВ ниже дна зоны проводимости уровень, что согласно [202] соответствует оборванным атомным связям Ga (0.5 – 0.8 эВ) на поверхности GaN (0001). Плотность состояний при этом была принята равной  $10^{12} \text{ см}^{-2}$ .

Ещё одно явление, влияющее на высоту потенциального барьера – это эффект Шоттки, который также был учтён в рассматриваемой физической модели. Данное явление обуславливает снижение высоты барьера из-за возникновения сил изображения, которые действуют на

электрон, вылетающий из металла в полупроводник [208]. Общая высота барьера рассчитывалась согласно [209].

Перенос заряда через границу раздела металл-полупроводник преимущественно осуществляется основными носителями. Как отмечалось ранее, нелегированные GaN ННК обладают *n*-типом проводимости, поэтому в данной модели в качестве основных носителей рассматривались электроны. Существует четыре основных типа переноса заряда в контактах данного типа при прямых смещениях: термоэлектронная эмиссия, квантово-механическое туннелирование, рекомбинация в области пространственного заряда и инжекция неосновных носителей (в нашем случае дырок). В нашей модели была учтена составляющая термоэлектронной эмиссии, а также квантово-механическое туннелирование. Эффект туннелирования рассчитывался с учетом приближения Вентцеля – Крамерса – Бриллюэна (ВКБ) [210].

В случае ННК немаловажным является наличие поверхностных состояний и на боковой грани ННК (см. п. 4.3), которые приводят к обеднению приповерхностного слоя и сужают канал проводимости в ННК. Однако, в рамках рассматриваемой геометрической модели (рисунок 5.1) Шоттки-контакт расположен исключительно на торцевой грани ННК. В такой конфигурации постоянная времени ( $RC$ , см. п. 5.4) эквивалентной электрической схемы диода не будет зависеть от площади поперечного сечения ННК (сопротивление обратно пропорционально площади, а ёмкость - прямо пропорциональна). Поэтому в данном случае этот фактор не принимался во внимание, так как не влияет на частотную составляющую.

В качестве образующих барьер электродов рассматривались два металла – золото и платина, работы выхода которых были приняты равными 5.2 и 5.5 эВ, соответственно [211]. Моделирование проводилось в рамках классической дрейфово-диффузионной модели при помощи пакета прикладных программ Comsol Multiphysics, специализированных для расчёта полупроводниковых структур.

## 5.2 Моделирование ВАХ и высоты барьера

Принимая во внимание силы изображения, а также наличие поверхностных состояний, величина барьера Шоттки оказывается зависящей от приложенного к структуре напряжения. Более того, чем выше обратное приложенное напряжение, тем сильнее эффект уменьшения барьера, при этом, в области прямых смещений наблюдается противоположная картина – высота барьера возрастает. На рисунке 5.2 представлены рассчитанные зависимости высоты

потенциального барьера от приложенного напряжения для различных уровней легирования GaN ННК.

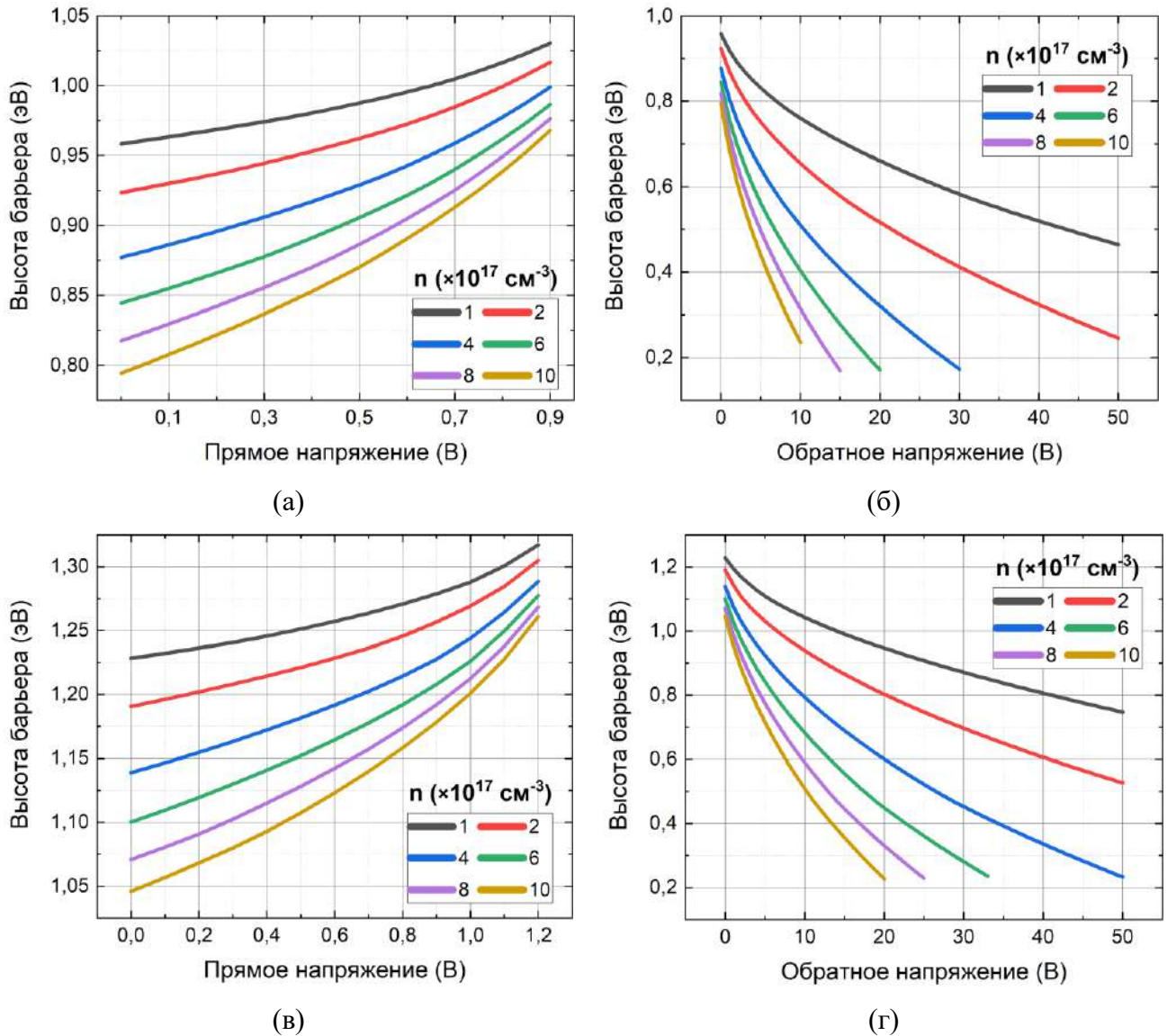


Рисунок 5.2 – Рассчитанная зависимость высоты потенциального барьера от приложенного прямого и обратного напряжения: золотой (а, б) и платиновый (в, г) контакты

Учитывая энергию сродства к электрону GaN (4.1 эВ) и значения работ выхода для Au и Pt, высоты барьера для идеального диода составят 1.1 и 1.4 эВ, соответственно. Из графиков видно, что при нулевом смещении эти значения оказываются больше расчётных, при этом, с ростом уровня легирования эффект становится всё более существенным. Тем не менее, можно сказать, что пиннинга уровня Ферми в данном случае не наблюдается, поскольку полученные высоты барьера располагаются близко к идеальным значениям.

Наблюдаемое понижение барьера усиливает туннелирование носителей заряда. А из-за того, что обратный ток диода Шоттки экспоненциально зависит от высоты барьера, это приводит к значительному увеличению обратного тока в области обратных смещений. Увеличение уровня

легирования ННК приводит к еще более резкому уменьшению высоты барьера, что, фактически, снижает напряжение пробоя диода. Этот эффект хорошо прослеживается на расчётных ВАХ, представленных на рисунке 5.3. Следует отметить, что для золотого контакта, в отличие от платинового, пробой происходит при более низких напряжениях. Это связано с тем, что работа выхода золота ниже на  $\sim 0.3$  эВ в сравнении с платиной. По той же причине, значения токов для Au-контакта при прямых смещениях выше для одних и тех же значений приложенного напряжения.

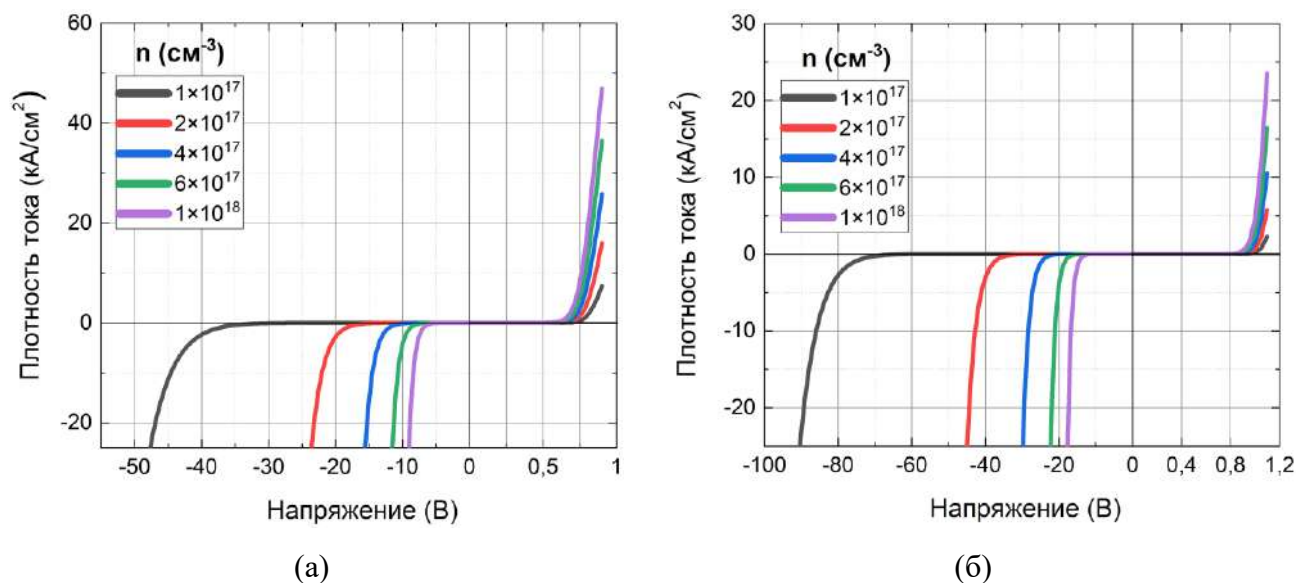


Рисунок 5.3 – ВАХ для золотого (а) и платинового (б) контактов, полученные в ходе численного моделирования

### 5.3 Моделирование частотных характеристик

Для оценки частотных свойств диода было численно определено произведение последовательного сопротивления структуры ( $R$ ) и её барьерной ёмкости ( $C$ ) для различных уровней легирования и длины ННК. Зная постоянную  $RC$ , можно рассчитать частоту отсечки диода, выше которой эффективность его работы существенно снижается. Отметим, что данный параметр является широко применяемым для сравнения различных диодов (а также других полупроводниковых приборов) между собой, и, по сути, отражает возможность их применения в том или ином частотном диапазоне [212]. Соответствующее выражение для частоты отсечки имеет вид [213]:

$$f_{\text{отсечки}} = (2\pi RC)^{-1} \quad (5.1)$$

Константы  $RC$  были определены из кривых токовой релаксации после приложения к системе небольшого напряжения смещения  $\Delta U$ , при этом моделирование проводилось во временной области. Перед подачей смещения система находилась в стационарном состоянии с приложенным напряжением  $U_0$ . Для  $RC$ -цепи аналитическое уравнение затухания тока от времени может быть записано следующим образом:

$$I(t) = A \exp\left(-\frac{t}{RC}\right) + B \quad (5.2)$$

где  $t$  – время,  $R$  – последовательное сопротивление структуры,  $C$  – ёмкость барьера Шоттки,  $A$  и  $B$  – некоторые константы. Здесь  $B$  можно рассматривать как постоянный ток, который протекает через диод при приложенном к нему напряжении  $U_0 + \Delta U$ . Рисунок 5.4 иллюстрирует пример рассчитанной кривой затухания тока от времени и соответствующее приближение.

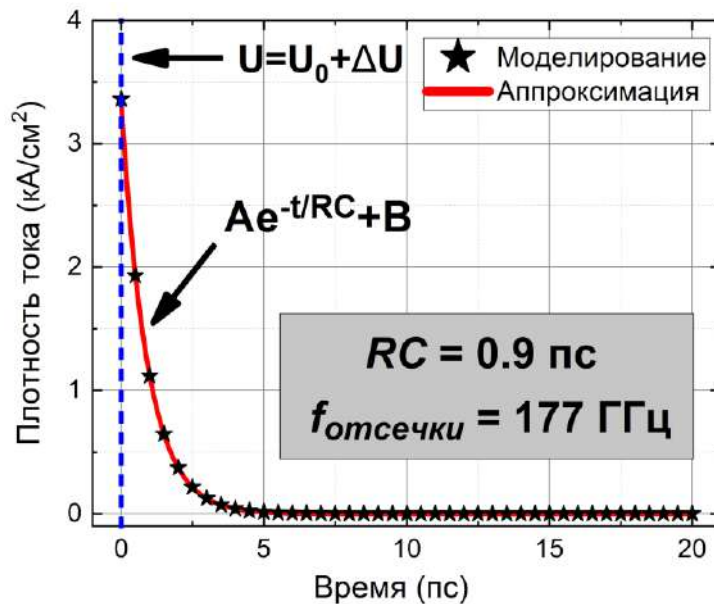


Рисунок 5.4 – Рассчитанная релаксационная кривая тока и соответствующая ей аппроксимация для Pt-контакта. Длина и уровень легирования ННК равны 2 мкм и  $2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , соответственно.  $U_0 = 0.5 \text{ В}$ ,  $\Delta U = 0.001 \text{ В}$

На рисунке 5.5 представлены полученные зависимости частоты отсечки от длины и уровня легирования ННК. Как для золотого, так и для платинового контактов с увеличением длины ННК (при фиксированном уровне легирования) наблюдается уменьшение частоты отсечки. Это связано с увеличением последовательного сопротивления диода.

На рисунке 5.5(в,г) показана рассчитанная зависимость частоты отсечки от уровня легирования для длины ННК 2 мкм. Видно, что с увеличением уровня легирования частота отсечки увеличивается. При этом как для золотого, так и для платинового контактов частота

отсечки лежит в диапазоне от 0.1 до 1.2 ТГц в зависимости от выбора рабочей точки по напряжению.

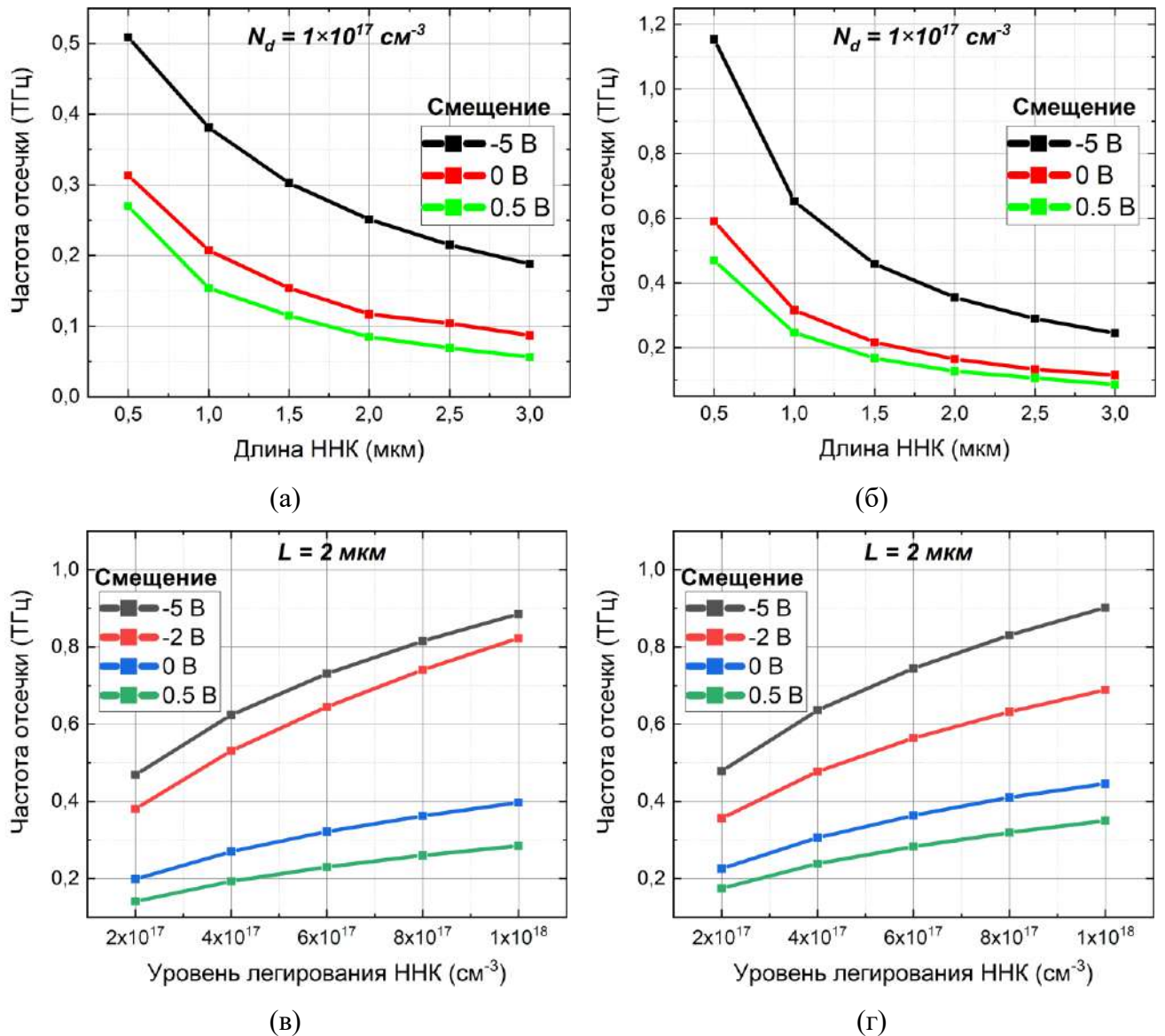


Рисунок 5.5 – Рассчитанные зависимости частоты отсечки в зависимости от длины ННК для золотого и платинового контактов (а, б). Рассчитанные зависимости частоты отсечки в зависимости от уровня легирования ННК для золотого и платинового контактов (в, г)

## Выводы к Главе 5

В данной главе была составлена физическая модель диода Шоттки на основе одиночного GaN ННК, которая учитывала наличие энергетических состояний на поверхности GaN (0001), термоэлектронную эмиссию, эффект Шоттки и квантово-механическое туннелирование. В качестве металлов, образующих барьер Шоттки рассматривались Au и Pt.

В ходе проведённого численного расчёта были получены зависимости высоты потенциального барьера от приложенного напряжения, а также ВАХи для различных уровней легирования ННК. Показано, что в рамках рассматриваемой модели не происходит закрепления уровня Ферми на поверхности GaN под Шоттки-контактом.

По кривым релаксации тока от времени определены постоянные времени ( $RC$ ) и соответствующие им частоты отсечки диодной структуры в зависимости от длины и уровня легирования ННК. Установлено, что частота отсечки диода Шоттки рассматриваемой конфигурации при нулевом смещении по напряжению лежит в субтерагерцовом диапазоне.



## ГЛАВА 6. ПРИБОРНОЕ ИСПОЛНЕНИЕ ДИОДОВ ШОТТКИ НА ОСНОВЕ ОДИНОЧНЫХ GaN ННК

### Введение

Реализация приборных диодных структур на основе GaN ННК требует применения комплексного подхода. В данной главе описаны этапы разработки и создания диодов Шоттки на основе одиночных GaN ННК, а также представлены результаты исследования их статических и динамических характеристик.

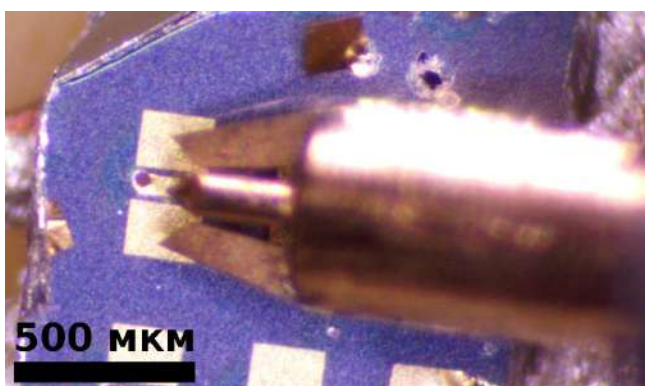
Для изготовления диодных структур использовались GaN ННК, синтезированные методом МПЭ на подложках Si (111). В работе рассмотрены как легированные, так и не легированные (обладающие собственной проводимостью) GaN ННК.

### 6.1 Диоды Шоттки на основе нелегированных GaN ННК

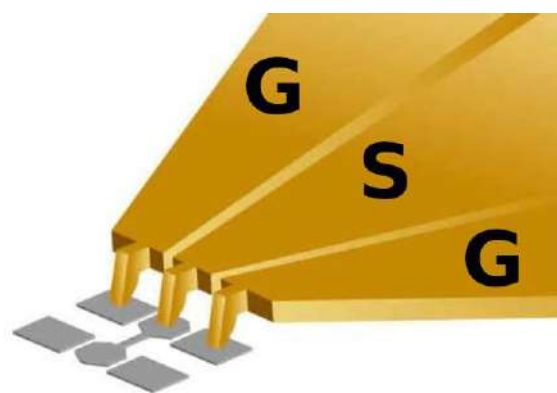
#### 6.1.1 Выбор структурных элементов и расчет топологии контактных площадок

При разработке диода Шоттки на основе одиночных GaN ННК вначале определялся дизайн структуры, а также ряд входящих в неё элементов. В целом, конструкция такого диода аналогична структурам, представленным в п. 4.1 данной работы и подразумевает применение горизонтально ориентированного ННК с парой металлических контактов. В силу того, что для работы с отдельными ННК предполагается их перенос на вспомогательную подложку-носитель, к материалу подложки предъявляются следующие требования. Во-первых, подложка-носитель должна быть изолирующей для минимизации утечек в процессе протекания электрического тока через ННК. Во-вторых, диэлектрическая проницаемость ( $\epsilon$ ) такого материала должна быть как можно ниже. Это, в свою очередь, необходимо для минимизации паразитной, шунтирующей ННК ёмкостной составляющей, обусловленной наличием контактных площадок. Исходя из вышеописанных критериев, в качестве материала подложки-носителя был выбран кварц, который обладает хорошими изолирующими свойствами, а его диэлектрическая проницаемость равна 3.8 (на частоте 1 МГц [214]). Данное значение также использовалось при дальнейшем моделировании топологии диодной структуры.

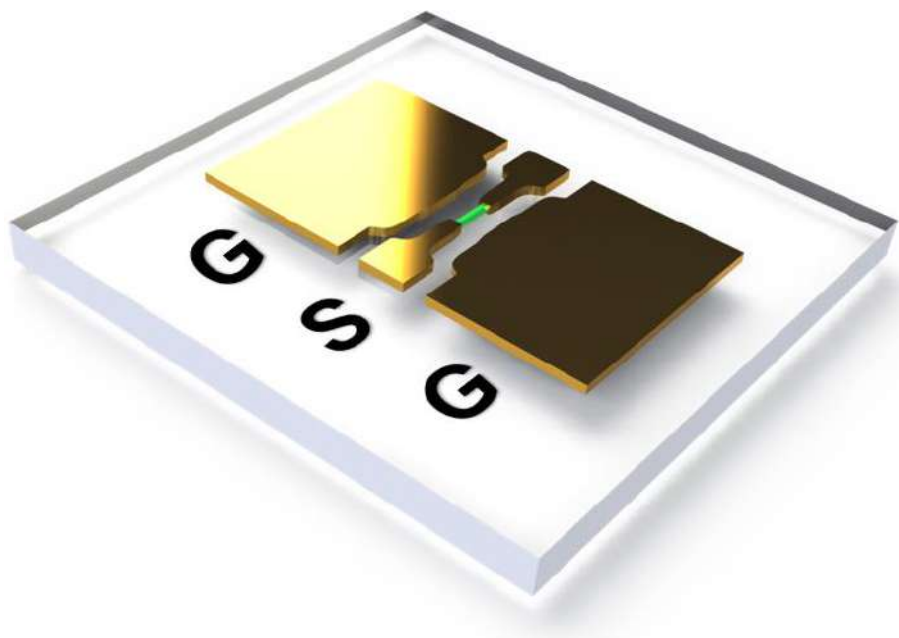
Контактные площадки являются еще одним структурным элементом рассматриваемых диодов и требуют отдельного рассмотрения. Дальнейшие исследования динамических характеристик включают в себя малосигнальный частотный анализ посредством подачи на диодные структуры электрического СВЧ сигнала. При проведении СВЧ измерений используются специализированные GSG-зонды (Ground-Signal-Ground), с помощью которых полезный сигнал подводится к исследуемым образцам. Такой зонд (рисунок 6.1(а,б)) по форме напоминает «вилку» и имеет три вывода: сигнальный (Signal), который располагается по центру, и два с заземлением (Ground), расположенных по обе стороны от сигнального. Следовательно, для согласования геометрии зонда с контактными площадками, последние должны быть выполнены в GSG-конфигурации.



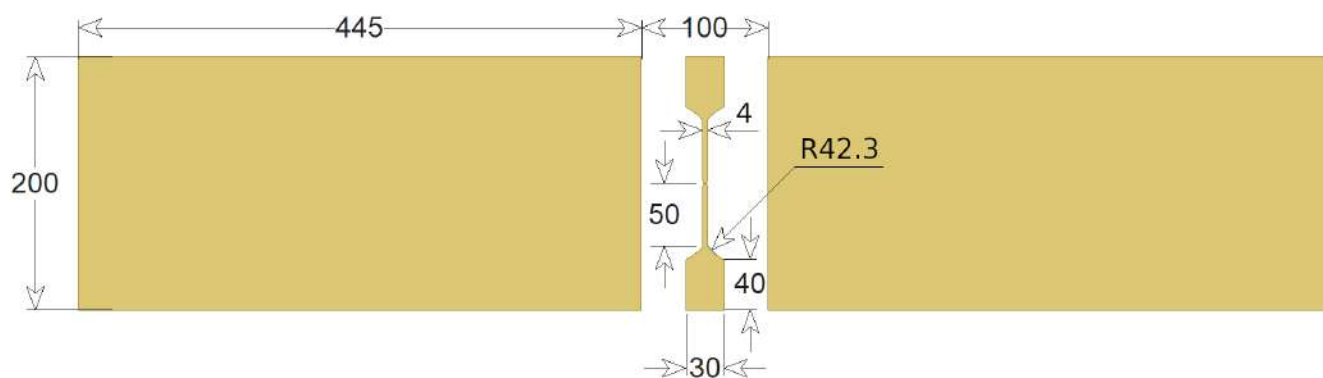
(a)



(б)



(в)



(г)

Рисунок 6.1 – Макрофотография (вид сверху) используемого в рамках данной работы GSG-зонда (а) и его условная визуализация (б). Схематичный 3D дизайн диодной структуры (в) и соответствующий эскиз контактных площадок (г), размеры указаны в микронах

На рисунке 6.1в представлен 3D дизайн приборной структуры, предложенный в рамках текущей работы, а также его двумерный эскиз (рисунок 6.1г). GaN ННК расположен между двумя S-контактами, один из которых омический, а второй – с барьером Шоттки. Геометрия G-площадок выбрана в соответствии с эталонными структурами (CS-5 Impedance Standard Substrate, GGB INDUSTRIES INC.), используемыми в процессе дальнейших измерений для калибровки (деэмбеддинга [215]) подводящего тракта СВЧ линии. Отметим, что на величину паразитной ёмкости также влияет площадь S-контактов, примыкающих непосредственно к ННК. Поэтому, с одной стороны, она должна быть максимально уменьшена, а с другой стороны, геометрические размеры металлических площадок должны гарантировать надёжное позиционирование внутри них соответствующих выводов СВЧ зонда.

Топология контактных площадок, при работе на высоких частотах, может оказывать непосредственное влияние на измеряемые характеристики диода. Контактная металлизация является волноводом, по которому электрический сигнал распространяется через структуру. При его передаче от источника к исследуемому объекту (в данном случае ННК) сигнал может претерпевать значительные искажения на интерфейсе зонд/металлизация, что усложняет интерпретацию полученных данных. Для снижения потерь при прохождении СВЧ сигнала импеданс металлизации (полосковой линии) и характеристический импеданс линии передачи (как правило  $50 \Omega$ ) должны быть согласованы. В таком случае приходящий на структуру СВЧ сигнал достигнет исследуемого объекта с минимальными потерями. Особенно важно учитывать этот момент для протяженных линий с множеством элементов. Оптимизация топологии и согласование импедансов, в целом, является комплексной нетривиальной задачей, требующей отдельного рассмотрения. Более того, зависимость импеданса от частоты, по сути, означает, что

полного согласования можно добиться лишь при её фиксированном значении или узком диапазоне. Дальнейшие исследования будут проводиться в полосе частот от 0.1 до 40 ГГц, поэтому, принимая во внимание вышесказанное, а также номинальную длину полосковой линии согласно предложенному дизайну (200 мкм, см. рисунок XXГ), целенаправленного решения данной задачи не проводилось. Следует также обратить внимание, что для согласования импедансов на 50  $\Omega$ , например, для частоты 10 ГГц в рамках рассматриваемой структуры, необходимо фактически увеличивать ёмкость между S- и G- площадками и при этом избегать резких переходов металлических контактов по ширине. В данном случае этого можно добиться либо увеличивая ширину металлизации примыкающих к ННК узких частей сигнальных площадок (рисунок 6.1Г), тем самым повышая их площадь, либо уменьшая зазор между S- и G-шинами. Первый вариант неприемлем, поскольку, в таком случае, неизбежно возрастёт паразитная ёмкость, шунтирующая ННК. Для реализации же второго варианта необходимо обеспечить зазор менее чем в 100 нм по всей длине узкой части металлизации, что с технологической точки зрения затруднительно и нецелесообразно.

Для определения влияния топологии контактных площадок на прохождение СВЧ сигнала через структуру, а также для дальнейшего учета её паразитных составляющих было проведено численное моделирование предложенного дизайна металлизации в двух вариациях. В первом исполнении дизайн представляет непосредственно контактную металлизацию без ННК (open-структура, рисунок 6.2), когда между сигнальными площадками присутствует зазор. Такая структура позволит в дальнейшем определить ёмкостной вклад, вносимый контактами в измеряемые характеристики диодов. Во втором исполнении сигнальные площадки закорочены между собой (short-структура, рисунок 6.2). Данная конфигурация, в свою очередь, позволяет установить уровень потерь, вызванных несогласованностью импедансов металлизации и линии передачи.

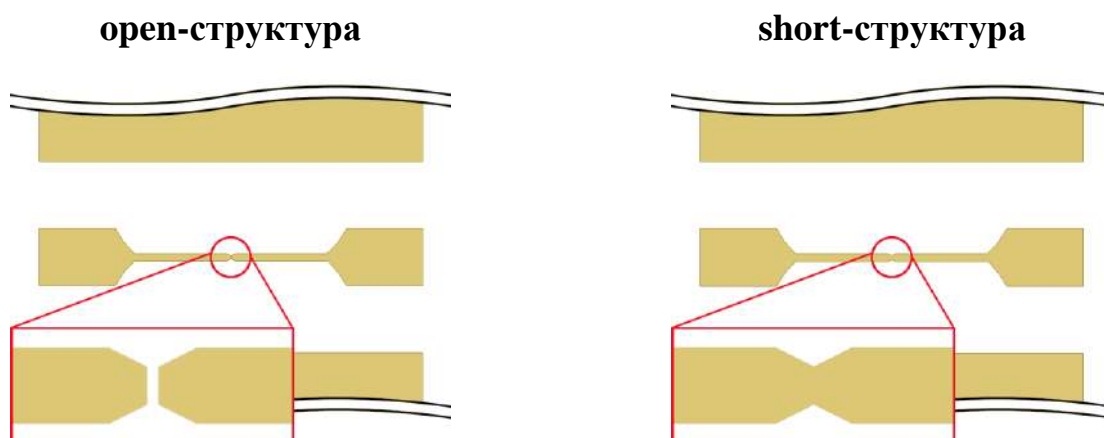


Рисунок 6.2 – Увеличенное изображение open- и short-структур, для которых проводилось моделирование

Расчет выполнялся в программном пакете AWR Design Environment, предназначенном для схемотехнического и топологического проектирования высокочастотных систем и устройств, а также с использованием интегрированного симулятора Analyst, который позволяет проводить электромагнитное моделирование произвольных 3D структур. При составлении модели использовались следующие данные:

- Структура расположена в центре кварцевой подложки ( $\varepsilon = 3.8$ ), имеющей размеры  $20 \times 20 \times 0.5$  мм;
- Толщина металлизации составляет 700 нм, что необходимо для предотвращения трещин в слое металла вблизи ННК, а также для надёжной фиксации ННК между контактами;
- Воздушный зазор между S-площадками орен-структуры варьировался в диапазоне 600 – 1000 нм, что соответствует ожидаемым значениям при постростовой подготовке диодов (при работе за пределами паспортной разрешающей способности литографа). Величина зазора должна быть минимально возможной для минимизации сопротивления участка ННК, заключённого между контактными площадками.

На рисунке 6.3а представлены полученные в ходе моделирования частотные зависимости параметра  $S_{21}$  для орен-структуры в диапазоне 0.1 – 40 ГГц. Данный параметр эквивалентен коэффициенту пропускания (см. п. 2.2.3) и показывает уровень сигнала, прошедшего через структуру. Кривые демонстрируют характерное для ёмкостной нагрузки поведение. На относительно низких частотах импеданс ёмкости велик, что соответствует низкому уровню прошедшего сигнала. С ростом частоты импеданс снижается, что сопровождается увеличением пропускания. При этом, величина зазора между контактами, как видно из графика, не оказывает существенного влияния на вид зависимостей, что, в свою очередь, указывает на незначительное изменение паразитной ёмкости, обусловленной контактными площадками.

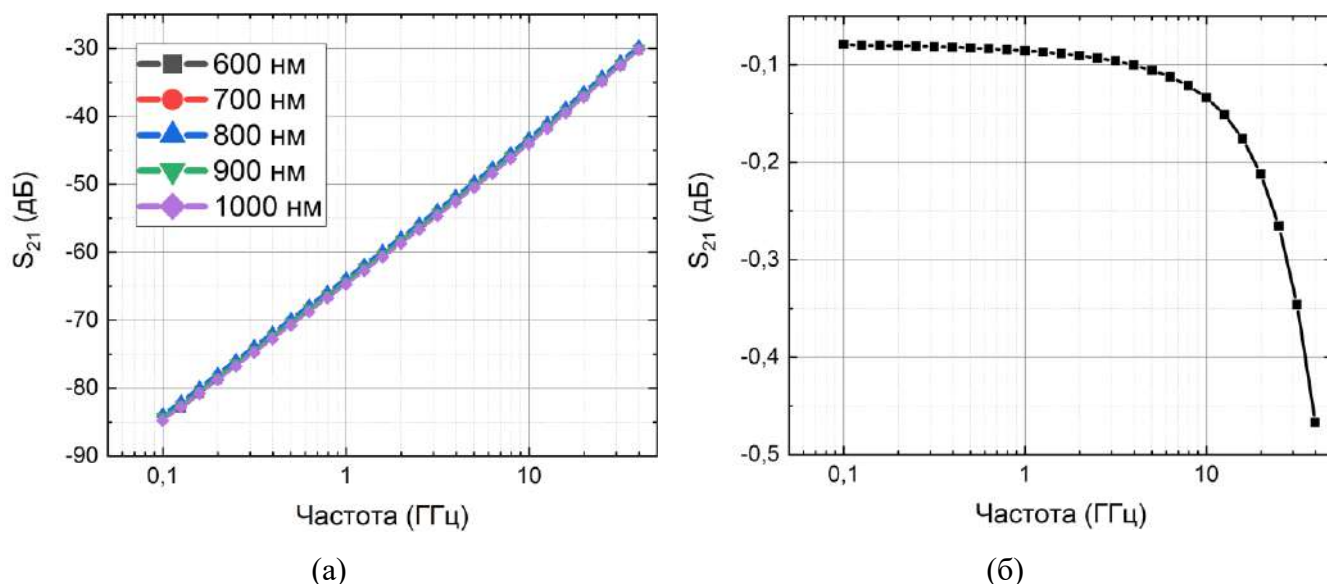


Рисунок 6.3 – Результаты численного моделирования: частотная зависимость параметра  $S_{21}$  для различных значений воздушного зазора между S-площадками для open-структуры (а) и частотная зависимость параметра  $S_{21}$  для short-структуры (б)

Аналогичная зависимость параметра  $S_{21}$  от частоты, полученная для short-структуры, изображена на рисунке 6.3б. В диапазоне частот от 0.1 до 4 ГГц уровень прошедшего сигнала практически не изменяется и принимает значение до -0.1 дБ, что соответствует более 98 % пропускания. На данном участке зависимость определяется совокупным активным сопротивлением закороченных сигнальных площадок, которое постоянно. Металлизация также обладает и паразитной индуктивной составляющей, импеданс которой, как известно, пропорционален частоте сигнала. На высоких частотах индуктивное сопротивление начинает преобладать, вследствие чего уровень прошедшего сигнала резко снижается, что наблюдается на графике. Тем не менее, на верхней границе рассматриваемого частотного диапазона пропускание СВЧ сигнала находится на уровне не ниже -0.5 дБ, что равносильно 94 %.

Таким образом, численный расчет показывает, что несмотря на несогласованность импедансов, потери, обусловленные топологией металлизации при прохождении сигнала через структуру, являются незначительными и составляют менее 2 % в диапазоне 0.1 – 4 ГГц и не более 6 % в диапазоне 4 – 40 ГГц.

### 6.1.2 Постростовая подготовка диодных структур

Изготовление диодов в целом проводилось аналогично процедуре, описанной в п. 4.1 при подготовке структур на основе одиночных ННК. Однако, следует отметить ряд отличительных

особенностей. Выбор кварца, как материала вспомогательных подложек для переноса на них ННК, с одной стороны, решает ряд приборных моментов, а с другой – создаёт определённые трудности в ходе технологического процесса. Это обусловлено тем, что используемый на этапе фотолитографии полимер PMGI, который применяется в качестве подслоя для фоторезиста AZ MIR 701 (см. рисунок 4.3), обладает крайне низкой адгезией к кварцевому стеклу. Из-за этого, при дальнейшем проявлении, PMGI начинает активно отделяться от поверхности подложки, что делает невозможным получение необходимого топологического рисунка. Для решения этой проблемы было проведено дополнительное исследование, в ходе которого установлено, что предварительный отжиг подложки непосредственно перед нанесением полимерного покрытия обеспечивает необходимые адгезионные свойства. Термическая обработка проводилась в установке Jipelec JetFirst 100 при 250 °С в атмосфере азота. Время отжига при этом составило 1 час.

Другим отличительным моментом является необходимость получения субмикронного зазора между контактными площадками. В п. 2.1.1 было отмечено, что предельное паспортное разрешение используемого лазерного литографа Heidelberg DWL 66FS составляет 2 мкм. В рамках решения соответствующей задачи была разработана специализированная методика, позволяющая на данном технологическом оборудовании получить требуемый результат. Для этого выполнялся комплексный подбор установочных настроек с учётом особенностей системы позиционирования литографа. Здесь следует отметить, что при работе за пределами паспортной разрешающей способности в совокупности с фундаментальными ограничениями оптической системы установки, крайне затруднительно получать зазоры фиксированной субмикронной ширины для всех структур. Поэтому данный параметр характеризуется определённой дисперсией.

На одной подложке создавался набор диодных структур, который помимо самих диодов имел ряд вспомогательных ячеек. К таким относятся open- и short-структуры, а также ННК с двумя омическими контактами. При создании металлизации сначала формировались омические контакты Ti/Au и G-площадки. Это выполнялось в одном технологическом процессе. Затем цикл фотолитографии повторялся, и формировались уже Au-контакты с барьером Шоттки. Толщина металлических площадок составила 700 нм. На рисунке 6.4 представлены СЭМ-изображение нелегированных GaN ННК, на основе которых формировались диоды, типичные СЭМ-снимки диодных структур, а также фото изготовленного образца.

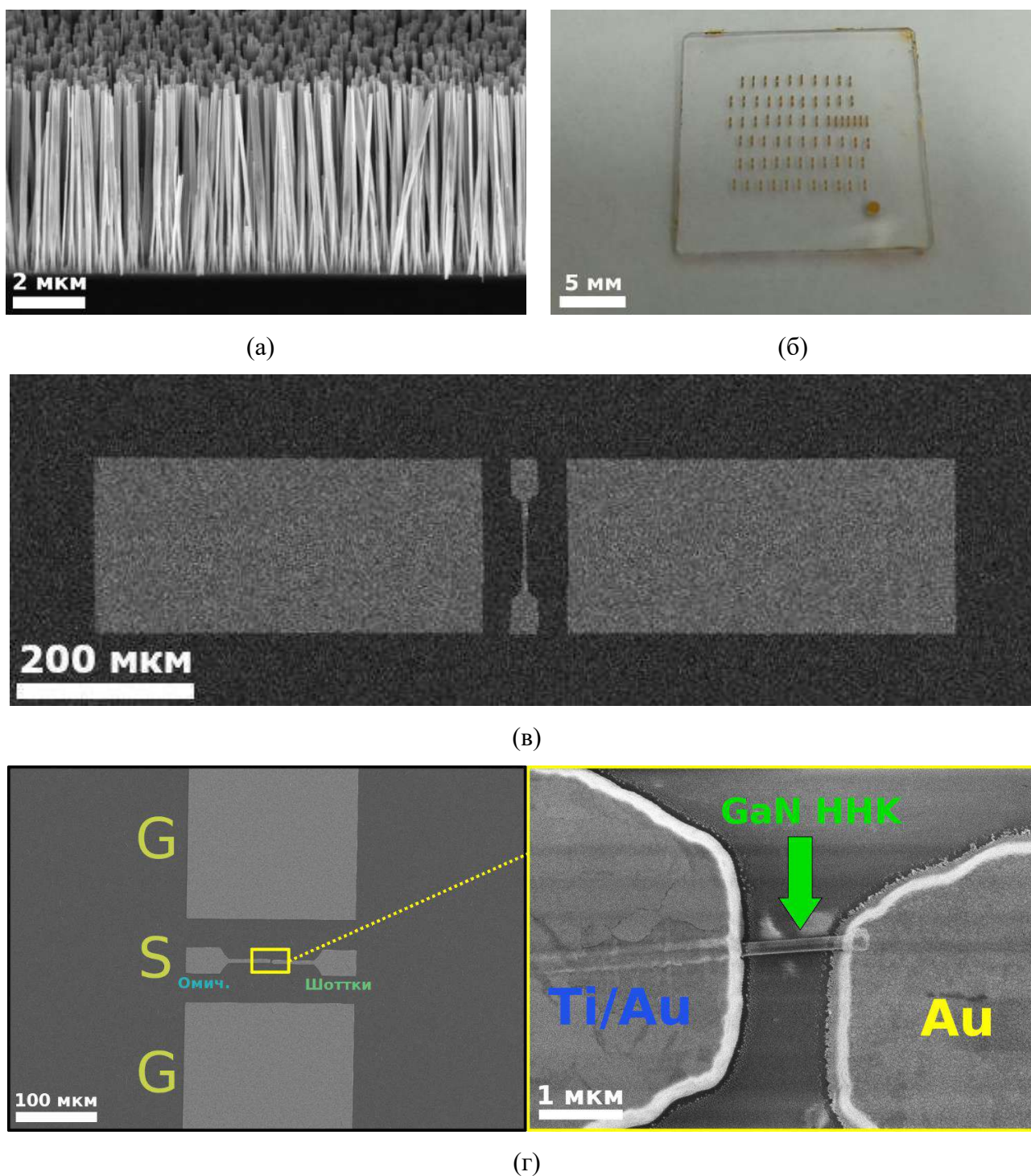


Рисунок 6.4 – СЭМ-изображение ростового образца с нелегированными GaN ННК (а). Фото изготовленного образца с диодными структурами (б) и их типичные СЭМ-изображения после постростовой обработки (в, г)

Диаметр нелегированных ННК, используемых для создания диодов (рисунок 6.4а), варьируется в диапазоне от 85 до 167 нм. В п. 4.4 было отмечено, что поверхностные состояния на боковой границе ННК приводят к сужению в них канала проводимости, а значит увеличивают сопротивление. Для рассматриваемых диодов активная область располагается непосредственно вблизи Шоттки-контакта (см. рисунок 6.4г), а оставшаяся часть ННК, фактически, является



паразитной резистивной составляющей, которую следует уменьшать для повышения быстродействия. Поэтому наиболее предпочтительными являются ННК с наибольшим диаметром. Однако, оптическая система литографа, при помощи которой производится наведение и установка системы координат для экспонирования, не позволяет различать между собой ННК столь малого поперечного размера. Более того, отдельные ННК могут слипаться, что приводит в дальнейшем к исключению структуры из рассмотрения из-за несоответствия с требуемой конфигурацией (одиночного ННК). Таким образом, для достоверного получения результатов требовалось изготовление большого количества диодных структур.

Исходя из вышеописанных факторов, на одном образце (рисунок 6.4б) в общей сложности было изготовлено 69 структур, 52 из которых диодные, остальные – вспомогательные. По итогам постростовой обработки было отобрано 15 структур, далее обозначенных как А1 – А15. После завершения цикла измерений и обработки данных выбрано 5 диодов (а именно, А8, А9, А11, А14 и А15), продемонстрировавших лучшие характеристики. Их СЭМ-изображения представлены на рисунке 6.5. Графический материал для А-группы диодов, в последующих разделах также будет проиллюстрирован для этих 5-ти структур. При этом, ряд статистической информации будет приведён целиком.

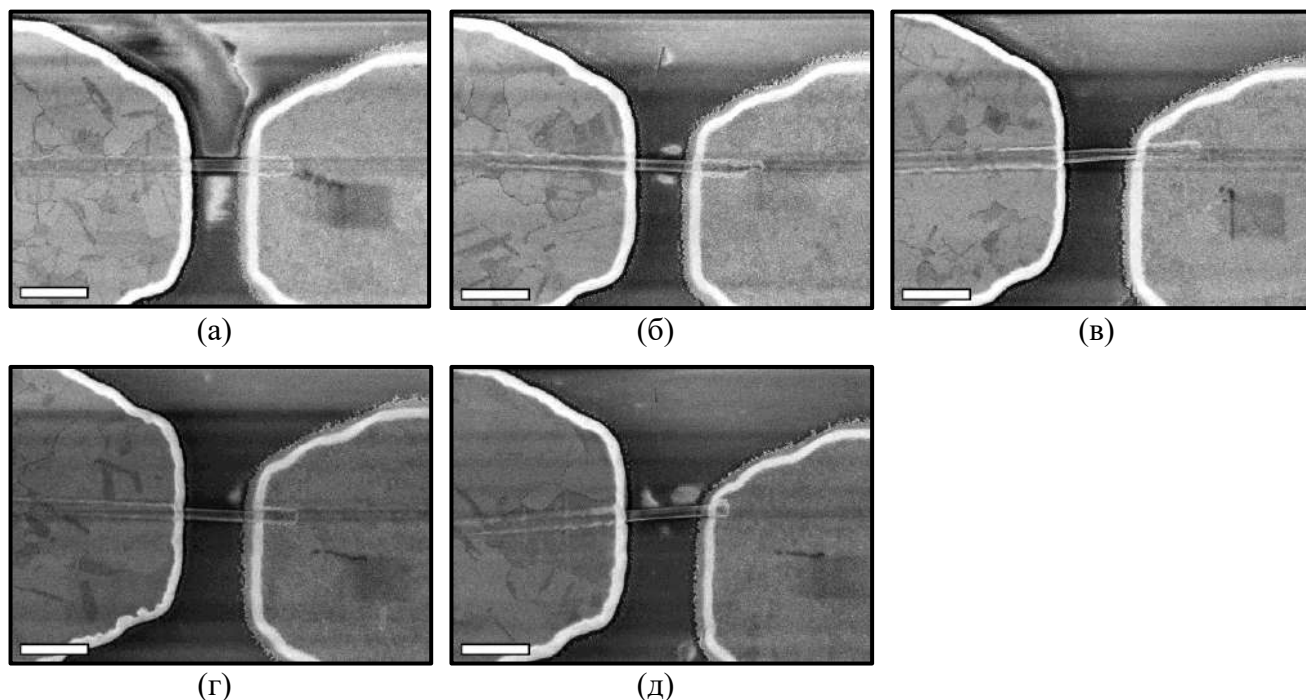


Рисунок 6.5 – СЭМ-изображения изготовленных диодных структур А8 (а), А9 (б), А11 (в), А14 (г) и А15 (д). Размерная метка соответствует 1 мкм

На основании СЭМ-изображений определён ряд геометрических параметров, необходимых при обработке данных дальнейших измерений. Соответствующие результаты отражены в таблице 6.1. Здесь  $D$  – диаметр ННК,  $W$  – ширина зазора между контактными

площадками,  $L$  – длина перекрытия Шоттки-контакта с ННК,  $S$  – площадь перекрытия Шоттки-контакта с ННК. Абсолютная погрешность определения размеров по СЭМ-снимкам для использованного режима сканирования составляет 5 нм. При расчёте площади, ННК аппроксимировался цилиндром, а также предполагалось, что в формировании контакта принимают участие половина боковой поверхности ННК под металлом и вся торцевая грань.

Таблица 6.1 – Геометрические параметры изготовленных диодных структур, полученные из СЭМ-изображений

<i>Структура</i>	<i>D, нм</i>	<i>W, нм</i>	<i>L, нм</i>	<i>S, мкм<sup>2</sup></i>
<i>A1</i>	137	820	780	0.18±0.02
<i>A2</i>	97	990	530	0.09±0.01
<i>A3</i>	103	730	790	0.14±0.02
<i>A4</i>	144	710	440	0.12±0.01
<i>A5</i>	145	600	860	0.21±0.02
<i>A6</i>	131	920	200	0.05±0.01
<i>A7</i>	165	620	400	0.13±0.01
<i>A8</i>	154	650	660	0.18±0.02
<i>A9</i>	160	640	810	0.22±0.02
<i>A10</i>	85	1000	280	0.04±0.01
<i>A11</i>	143	800	850	0.20±0.02
<i>A12</i>	167	990	240	0.09±0.01
<i>A13</i>	161	910	530	0.15±0.01
<i>A14</i>	160	860	660	0.19±0.02
<i>A15</i>	154	960	310	0.09±0.01

### 6.1.3 Исследование ВАХ

На первом этапе экспериментальных исследований были получены ВАХ изготовленных диодных структур. Измерения проводились при комнатной температуре на зондовой станции, описание которой приведено в п. 2.2.1. В силу достаточно малых размеров контактных площадок были изготовлены специализированные металлические зонды, позволяющие осуществить подключение структур к источнику питания. При этом, положительный полюс источника подключался к Шоттки-контакту. Соответствующие зависимости тока от напряжения представлены на рисунке 6.6.

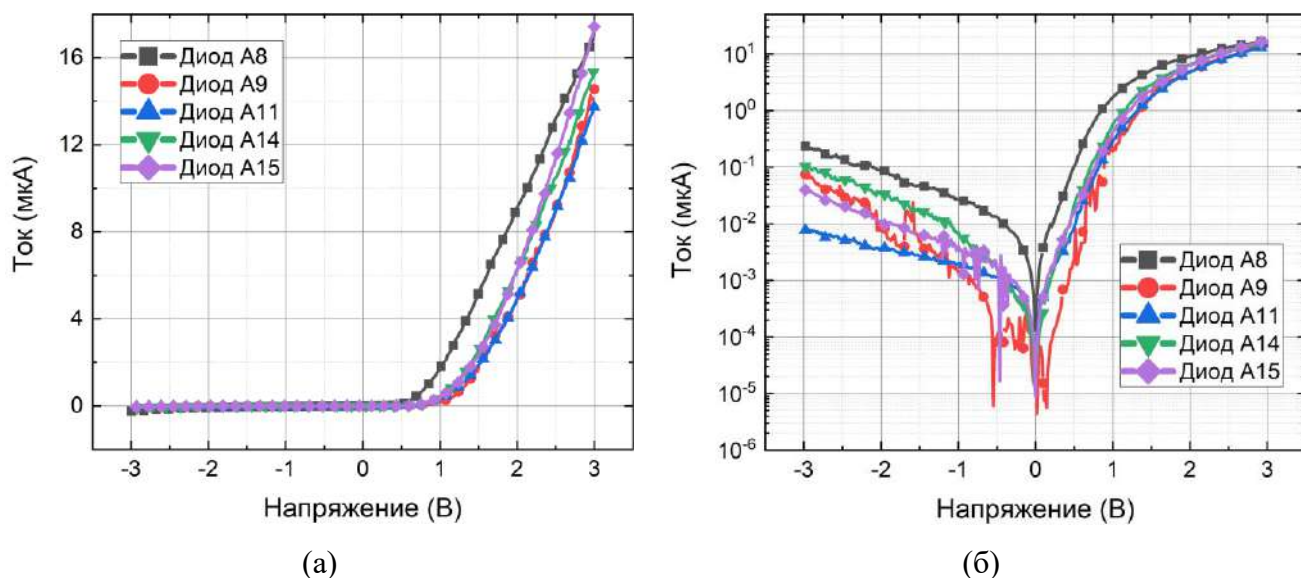


Рисунок 6.6 – Измеренные ВАХ диодных структур на основе нелегированных ННК в линейном (а) и полулогарифмическом (б) масштабах

Как видно из графиков, структуры демонстрируют диодное поведение, о чём свидетельствует характерное выпрямление в области положительных напряжений. Можно отметить хорошее совпадение ВАХ за исключением образца А8, для которого наблюдается меньшее значение напряжения открытия. Различия в поведении ВАХ могут быть обусловлены непосредственно качеством барьера Шоттки того или иного диода, а также геометрическими особенностями ННК, влияющими на сопротивление прибора. Уровни обратных токов на нижней границе исследуемого диапазона напряжений на 2-3 порядка ниже прямых токов открытого диода, что, вероятно, обусловлено относительно высоким фоновым легированием ННК.

Резистивная составляющая в контексте быстрого действия диода играет важную роль, так как влияет на его частоту отсечки. Поэтому определение данного параметра, безусловно, является необходимым. Как известно, диод обладает дифференциальным сопротивлением, величина которого снижается по мере его открытия. В статическом режиме, когда подаётся стационарное смещение, общее сопротивление складывается из постоянной составляющей, куда входит сопротивление контактов и части полупроводника вне барьера, а также из сопротивления активной области, которое зависит от напряжения. Определение постоянной составляющей напрямую – по наклону ВАХ – затруднено, поскольку зачастую для этого необходимо прикладывать большие положительные смещения, что может привести к деградации диода. Более того, наличие добавочного сопротивления активной области будет, вообще говоря, завышать данную величину. Тем не менее, используя экспериментальные данные ВАХ, можно определить общее сопротивление структуры, что является оценкой сверху.

Известно, что теоретическая зависимость тока  $I$  от напряжения  $U$  неидеального диода Шоттки [216] с учётом его последовательного сопротивления описывается уравнением:

$$I(U) = SA^*T^2 \exp\left[-\frac{\Phi}{kT}\right] \left(\exp\left[\frac{q(U - I(U)R_s)}{mkT}\right] - 1\right) \quad (6.1)$$

где  $S$  – площадь барьера Шоттки,  $A^*$  – постоянная Ричардсона для используемого полупроводника,  $T$  – температура диода,  $\Phi$  – высота барьера Шоттки,  $k$  – постоянная Больцмана,  $q$  – заряд электрона,  $R_s$  – последовательное сопротивление диода,  $m$  – фактор неидеальности. Следовательно, используя данное выражение, можно определить ряд параметров, включая сопротивление, при аппроксимации экспериментальных ВАХ. При этом можно считать, что постоянная Ричардсона для  $n$ -GaN  $A^* = 26.4 \text{ А}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{К}^{-2}$  (рассчитывалась из условия, что эффективная масса электрона равна  $0.22m_0$  [217,218]), значения для  $S$  взяты из таблицы 6.1. Также предполагалось, что температура диода  $T=300 \text{ К}$ . Следует отметить, что  $R_s$  не оказывает влияния на обратную ветвь ВАХ, поэтому во внимание принимались исключительно прямые ветви. Таким образом, были определены значения параметров  $R_s$ ,  $\Phi$  и  $m$ , которые обобщены в таблице 6.2. Графический результат аппроксимации представлен на рисунке 6.7. Коэффициент детерминации для всех кривых составил более 0.999.

Таблица 6.2 – Параметры  $R_s$ ,  $\Phi$  и  $m$ , полученные в результате аппроксимации экспериментальных ВАХ выражением (6.1)

<b>Диод</b>	<b><math>R_s</math>, кΩ</b>	<b><math>\Phi</math>, эВ</b>	<b><math>m</math></b>
<b>A1</b>	43.1	0.44	5.1
<b>A2</b>	321	0.95	2.1
<b>A3</b>	416	0.71	2.2
<b>A4</b>	120	0.57	3.8
<b>A5</b>	38.4	0.53	4.0
<b>A6</b>	235	0.50	7.5
<b>A7</b>	22.5	0.29	12.5
<b>A8</b>	111	0.33	5.8
<b>A9</b>	65.3	0.31	13.2
<b>A10</b>	880	0.82	2.1
<b>A11</b>	81.2	0.33	10.5
<b>A12</b>	62.5	0.42	8.1
<b>A13</b>	35.2	0.39	4.3
<b>A14</b>	89.8	0.36	7.5
<b>A15</b>	69	0.33	9.0

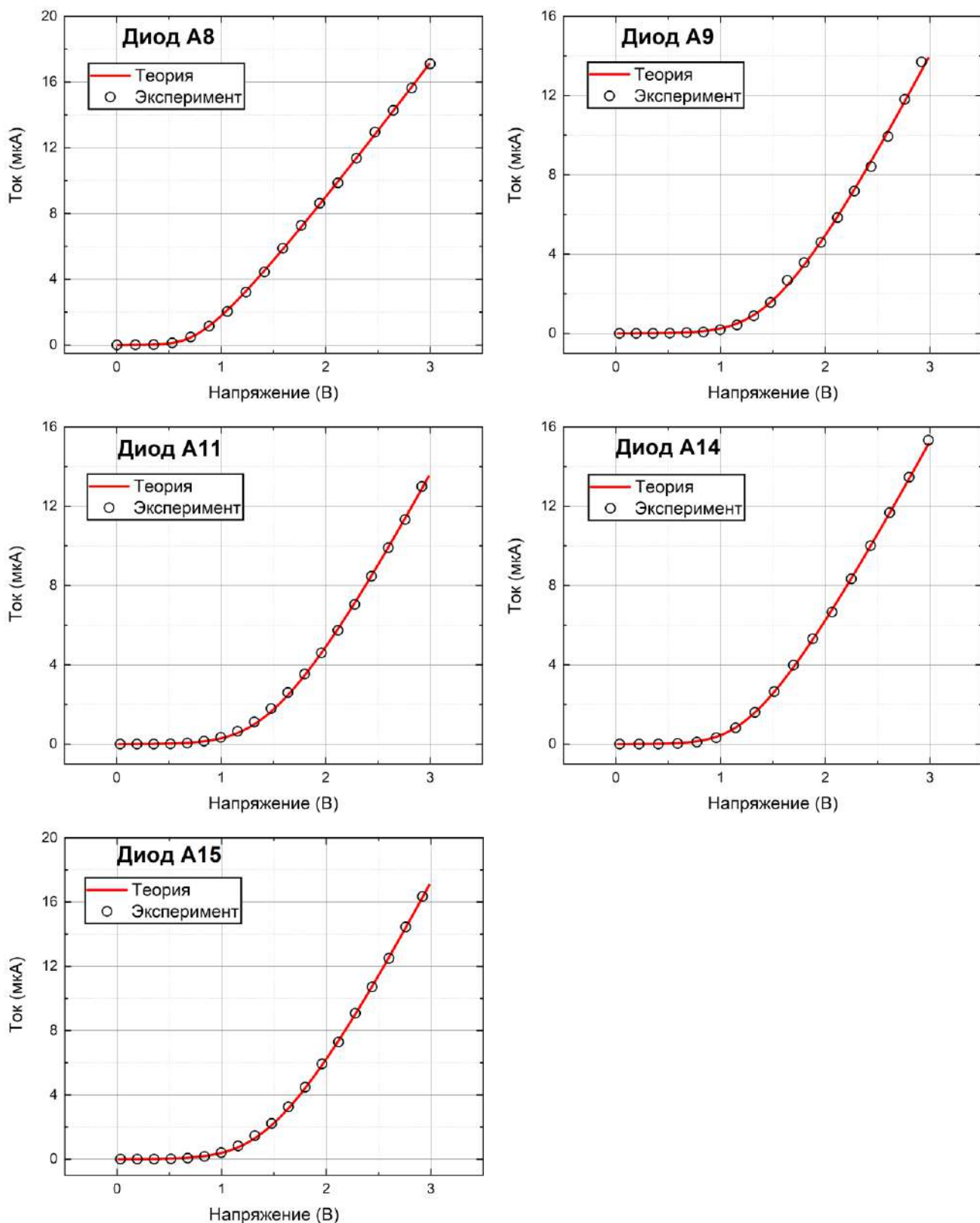


Рисунок 6.7 – Экспериментальные ВАХ диодных структур и соответствующие им аппроксимации выражением (6.1)

Как видно из полученных данных, последовательное сопротивление диодов находится в диапазоне 22 – 880 кΩ, при этом, для большинства из них оно не превышает 100 кΩ. С приборной точки зрения, безусловно, такие высокие значения не являются оптимальными. Наблюдаемая

дисперсия связана с разбросом диаметров ННК, которые согласно таблице 6.1 варьируются в пределах от 85 до 167 нм. Соответственно, с уменьшением диаметра сопротивление ННК возрастает, более того, ещё усиливается влияние поверхностных состояний на ширину канала проводимости (см. п. 4.3). Стоит отметить, что величина сопротивления также линейно зависит от длины ННК, заключенной между контактами. Однако, учитывая, что ширина зазора  $W$  и диаметр  $D$  изменяются между структурами не более чем в 1.7 и 2 раза, соответственно, а сопротивление обратно пропорционально  $D^2$ , то в целом следует ожидать убывающей нелинейной зависимости сопротивления диодов от диаметра ННК, что и наблюдается из экспериментальных данных (рисунок 6.8).

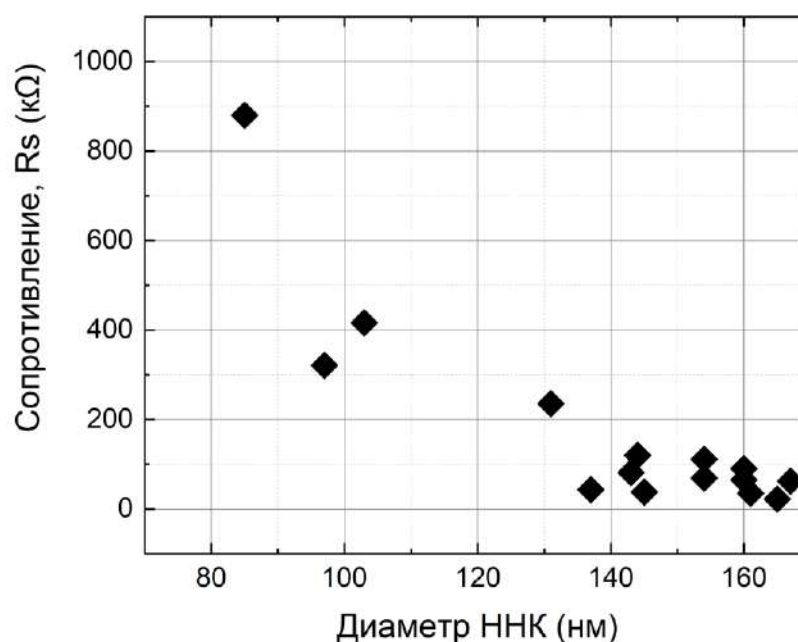


Рисунок 6.8 – Полученная из экспериментальных данных зависимость последовательного сопротивления изготовленных диодов от диаметра ННК

Высота потенциального барьера  $\Phi$ , в свою очередь, лежит в диапазоне 0.27 – 0.95 эВ, в то время как теоретическое значение данного параметра, равное разности работы выхода металла (Au) и сродства к электрону GaN, составляет около 1 – 1.1 эВ. Остановимся на этом обстоятельстве более подробно. В п. 5.2 при составлении физической модели диода Шоттки отмечалось, что высота барьера в общем случае зависит от приложенного напряжения и определяется рядом факторов, в числе которых эффект Шоттки, а также поверхностные состояния в полупроводнике. Причём все указанные факторы понижают высоту барьера. Таким образом, параметр  $\Phi$  в уравнении (6.1), который является функцией напряжения –  $\Phi(U)$ , в полученном виде представляет собой некоторую эффективную величину, которая, тем не менее, отражает влияние вышеуказанных моментов. Одним из объяснений наблюдаемого результата может быть присутствие поверхностных состояний, которые, как известно, способны

фиксировать уровень Ферми на поверхности полупроводника, тем самым меняя (обычно уменьшая) высоту барьера. Однако, в этом случае следовало бы ожидать незначительной дисперсии и снижения барьера на одну и ту же величину для всех ННК, так как они были синтезированы в одном процессе. Для более глубокого понимания данного явления рассмотрим фактор неидеальности. Назначением данного параметра, фактически, и является учёт зависимости высоты барьера от приложенного смещения. Действительно, согласно эффекту Шоттки, который и порождает такую зависимость, рост приложенного напряжения сопровождается увеличением высоты барьера. Это эквивалентно введению коэффициента  $m > 1$  в показатель соответствующей экспоненты в уравнении (6.1), что корректирует отклонение измеренной ВАХ от идеальной. У коммерческих планарных диодов Шоттки фактор неидеальности, как правило, близок к 1, что обусловлено высоким качеством барьерного контакта и достигается путём детальной оптимизации технологического процесса производства. Анализ литературных данных, например [219–222], по исследованию планарных диодов Шоттки на основе GaAs – материала, обладающего высокой плотностью поверхностных состояний [223] – показывает, что характерное для него снижение высоты барьера не приводит к существенному изменению коэффициента неидеальности, он остаётся на уровне 1.01 – 1.7. Другими словами, реализуется ВАХ, близкая к идеальной, но с меньшим напряжением открытия, по крайней мере зависимость  $\Phi(m)$  не проявляется в значительной степени. В нашем же случае высота барьера для изготовленных диодов может быть в разы ниже своего теоретического максимума, при этом,  $m$  изменяется в широких пределах: от 2.1 до 12.5. Зависимость высоты барьера от коэффициента неидеальности исследуемых структур, где прослеживается определённая корреляция между этими параметрами, представлена на рисунке 6.9а. Рост  $m$  сопровождается нелинейным падением  $\Phi$ , что, по сравнению с GaAs диодами, носит значительно более выраженный характер. График на рисунке 6.9б, в свою очередь, иллюстрирует установленную взаимосвязь между эффективной высотой барьера и диаметром ННК. Можно заметить, что для изготовленных диодов увеличение диаметра ННК, в целом, влечёт за собой снижение высоты барьера.

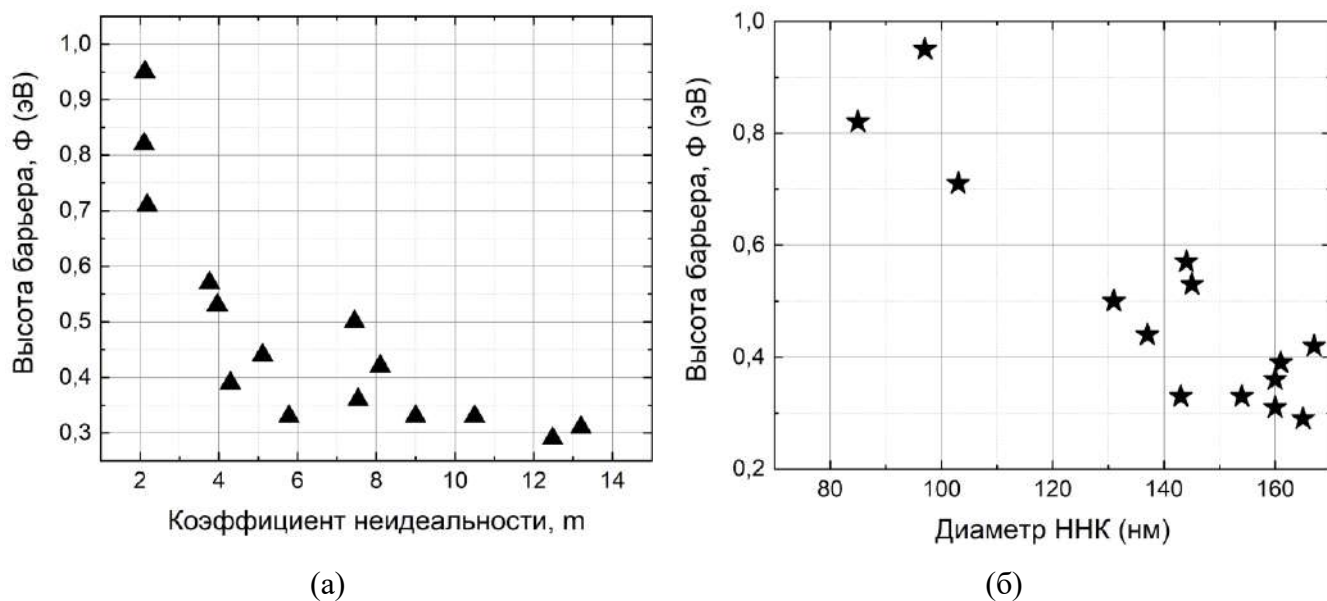


Рисунок 6.9 – Полученные из экспериментальных данных зависимости высоты барьера Шоттки изготовленных диодов от коэффициента неидеальности (а) и диаметра ННК (б)

Полученные результаты можно также сопоставить с некоторыми литературными данными. Например, из работ [224–227] следует, что для планарных Au/GaN диодов Шоттки  $\Phi$  и  $m$ , полученные из ВАХ, принимают значения 0.65 – 0.91 эВ и 1.02 – 1.89 соответственно. С другой стороны, диоды на основе одиночных GaN ННК демонстрируют аналогичные характеристики на уровне 0.42 – 0.52 эВ и 7.2 – 11.2 [126,228]. Высокие значения  $m$  наблюдаются также для ННК-диодов на базе других металлов, например, Cr и Ti ( $m=8.6$  [229]). Следовательно, можно предположить, что характерное различие в поведении барьеров Шоттки планарных диодов и диодов на основе ННК вызвано, вероятно, геометрическими особенностями последних, когда отношение поверхности к объёму полупроводника велико и начинает значительно влиять на его свойства [230,231]. Более того, полученные данные хорошо согласуются и с теоретическими исследованиями неидеальных барьеров Шоттки на основе одиночных ННК [232], где авторы заявляют понижение высоты барьера с ростом их диаметра, причём эффект наблюдается даже в условиях полного отсутствия поверхностных состояний.

Таким образом, анализ ВАХ изготовленных диодов показывает наличие у них существенного последовательного сопротивления, а также зависимости ряда параметров от диаметра ННК.



#### 6.1.4 Частотные исследования

На данном этапе экспериментальных исследований основной задачей было определение частоты отсечки изготовленных диодов. Ранее уже отмечалось, что этот показатель используется для сравнения различных полупроводниковых приборов между собой, а также демонстрирует потенциальную возможность их применения в различных частотных диапазонах. Согласно (5.1) для вычисления данной частоты в случае диода Шоттки необходимо знать значения последовательного сопротивления и барьерной ёмкости. В общем случае эту задачу можно решить при помощи, например, измерения адмиттанса (комплексной проводимости) на разных частотах, что позволяет определить искомые параметры. Однако, требуется учесть размерные особенности ННК, влияющие на ёмкостную компоненту. Частотный диапазон прецизионных измерителей адмиттанса обычно не превосходит нескольких МГц. Это автоматически накладывает ограничения на точность определения ёмкостной проводимости, которая, как известно, зависит от номинала самой ёмкости и частоты. В планарных быстродействующих диодах барьерная ёмкость, как правило, достигает десятых долей пФ и выше, что, вообще говоря, является достаточно высоким значением с точки зрения точности измерения. В случае ННК оценка в приближении плоского конденсатора показывает, что ёмкость ожидается на уровне десятых долей фФ. Таким образом, определить столь малые значения ёмкости в таком частотном диапазоне с приемлемой точностью не представляется возможным.

Для достижения поставленной цели использовался двухпортовый ВАЦ N5234B (Keysight Technologies), при помощи которого осуществлялся малосигнальный частотный анализ изготовленных диодных структур в широком диапазоне частот от 100 МГц до 40 ГГц. В ходе данного исследования измерялись элементы матрицы рассеяния четырёхполюсника ( $S$ -параметры). Более подробное описание методики представлено в п. 2.2.3. Применительно к исследуемым диодам на рисунке 6.10 проиллюстрирован схематичный вид измерительной цепи. Источник Keithley 2401 применялся для подачи на диоды постоянного смещения по напряжению.

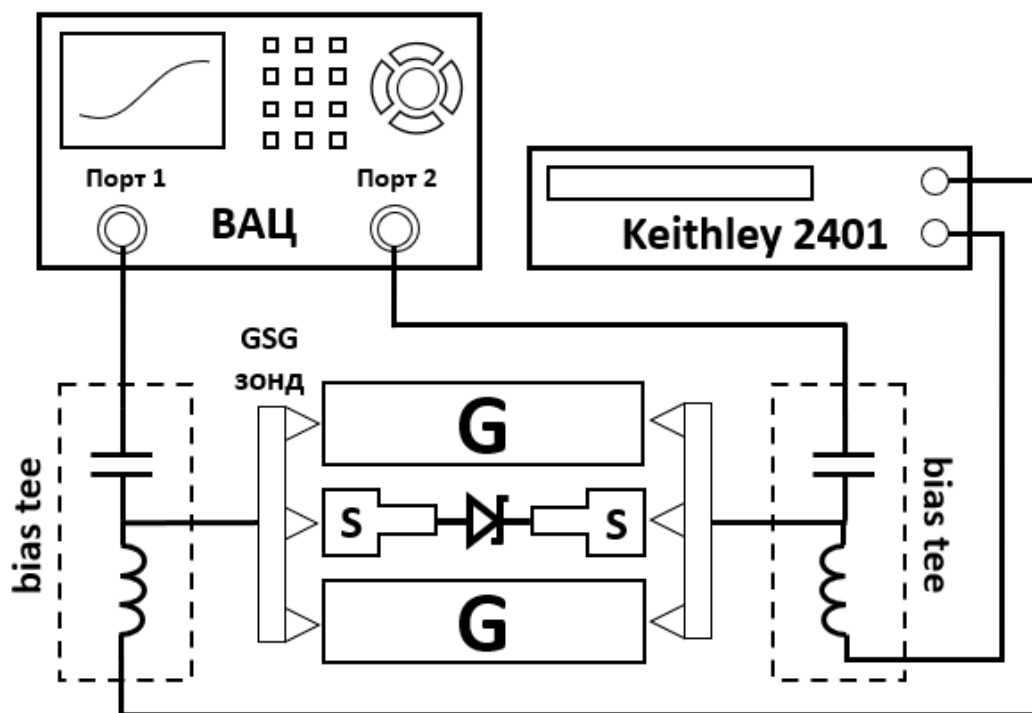


Рисунок 6.10 – Схематическое изображение измерительной цепи для определения  $S$ -параметров изготовленных диодных структур

Как уже отмечалось в п. 2.2.3,  $Z$ -параметры, имеющие размерность импеданса ( $\Omega$ ) и выраженные аналитически через элементы эквивалентной электрической цепи исследуемого устройства, могут быть преобразованы в  $S$ -параметры. Следовательно, используя выражение для  $S$ -параметров как функцию от частоты, можно провести аппроксимацию экспериментальных зависимостей и установить, тем самым, номиналы электронных компонент эквивалентной схемы. Такой подход широко применяется, в частности, для определения частоты отсечки полупроводниковых приборов, например [233]. Рассмотрим его более детально в разрезе изготовленных диодов. Эквивалентная малосигнальная схема исследуемых структур изображена на рисунке 6.11а. Здесь  $R_p$ ,  $L_p$ ,  $C_p$  – паразитные сопротивление, индуктивность и ёмкость контактных площадок,  $C_{in}$  – ёмкость, образованная между  $S$ - и  $G$ -площадками, которая относительно подключенных портов  $P_1$  и  $P_2$  ВАЦ играет роль входной и является для них одинаковой в силу симметрии дизайна металлизации. Пунктиром обведена часть схемы, отвечающая непосредственно за ННК, где  $R_s$  – последовательное сопротивление одиночного ННК, а  $R_j$  и  $C_j$  – сопротивление и ёмкость барьера Шоттки. Как видно, имеющий два полюса ННК оказывается включённым в четырёхполюсную цепь, что даёт возможность использовать сразу два порта ВАЦ для измерений. Изначально ни один из элементов не известен, поэтому сперва оправдано рассмотреть эквивалентные схемы вспомогательных short-/open-структур и выполнить соответствующие аппроксимации для них. Такой шаг позволяет сократить количество варьируемых параметров, а потенциально и выполнить ряд упрощений.

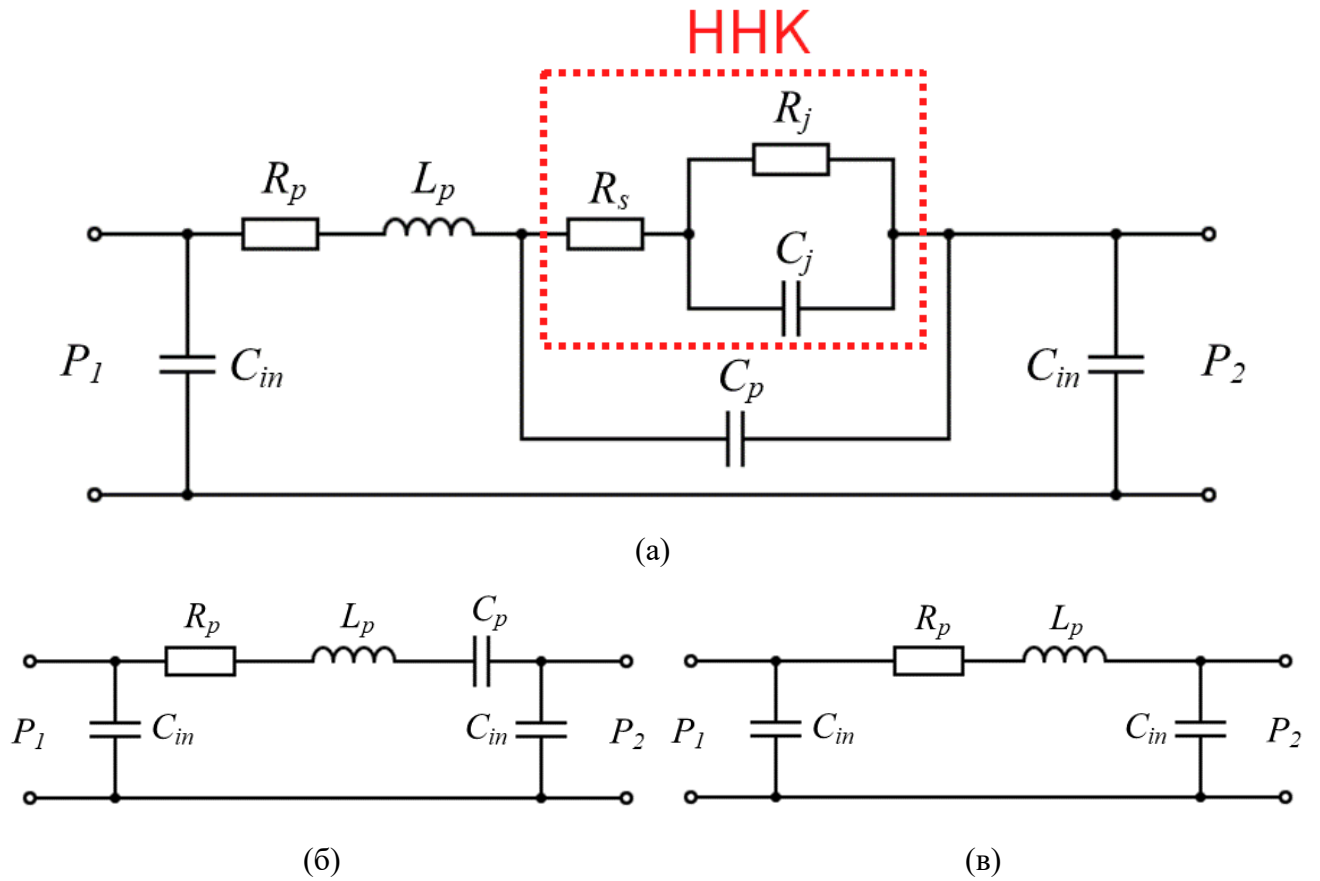


Рисунок 6.11 – Эквивалентная электрическая схема изготовленных диодных структур (а), орен-структур (б) и short-структур (в)

Эквивалентные схемы для вспомогательных структур могут быть получены из общей (рисунок 6.11а) путём исключения из неё лишних элементов. Соответствующий результат представлен на рисунке 6.11(б,в). Заметим, что три изображенных четырёхполюсника имеют относительно портов одинаковую конфигурацию, где все элементы, за исключением входных ёмкостей, могут быть обобщены в один с некоторым импедансом –  $Z_{tot}$ . Тогда общий вид рассматриваемого четырёхполюсника можно представить следующим образом (рисунок 6.12):

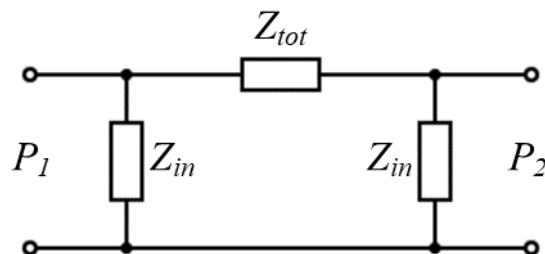


Рисунок 6.12 – Обобщённый вид четырёхполюсника, соответствующего исследуемым структурам

Для такой конфигурации определим параметры  $Z_{11}$  и  $Z_{21}$ :

$$Z_{11} = \frac{Z_{in}(Z_{tot} + Z_{in})}{Z_{tot} + 2Z_{in}}; Z_{21} = \frac{Z_{in}^2}{Z_{tot} + 2Z_{in}}; Z_{in} = \frac{1}{i\omega C_{in}} \quad (6.2)$$

Поскольку схема симметрична относительно портов, то в дальнейшем будем оперировать лишь параметрами с индексами {11} и {21}, так как параметры с индексами {22} и {12} будут такими же. Этот факт также подтверждается и экспериментально для исследуемых структур. Далее распишем выражения для  $Z_{tot}$  применительно к трём рассматриваемым конфигурациям четырёхполюсника:

$$Z_{tot}^{diode} = R_p + i\omega L_p + Z_{HНК} || X_{C_p}; Z_{HНК} = R_s + R_j || X_{C_j}; X_{C_{p,j}} = \frac{1}{i\omega C_{p,j}} \quad (6.3)$$

$$Z_{tot}^{open} = R_p + i\omega L_p + \frac{1}{i\omega C_p} \quad (6.4)$$

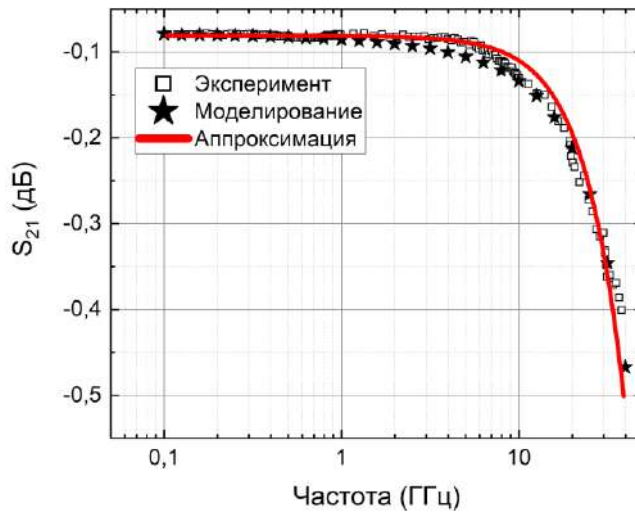
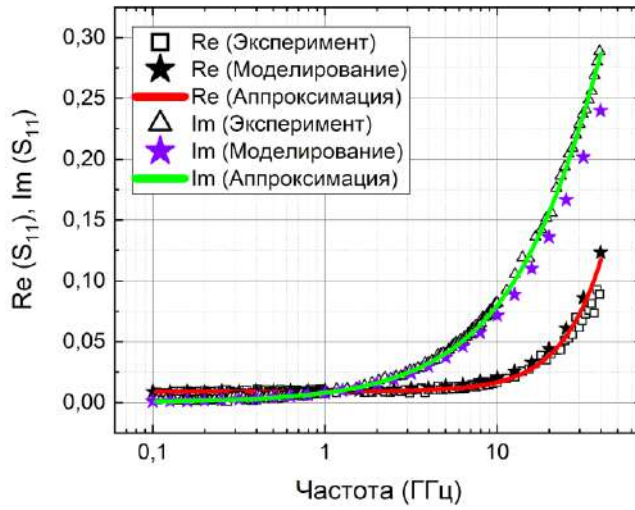
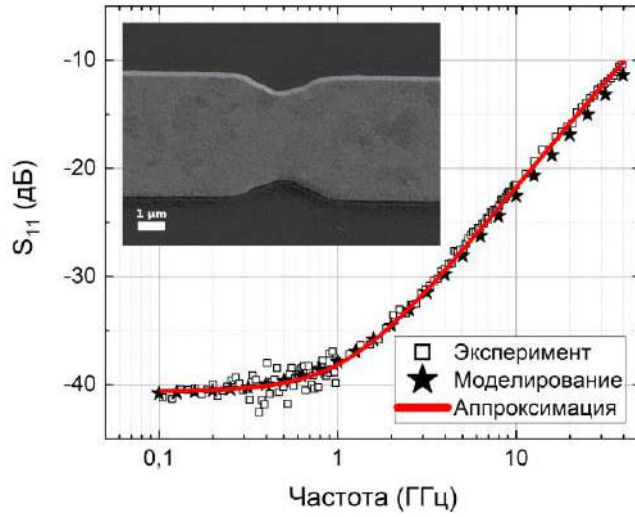
$$Z_{tot}^{short} = R_p + i\omega L_p \quad (6.5)$$

здесь  $Z_{tot}^{diode}$  – соответствующий импеданс для диодной структуры с ННК,  $Z_{tot}^{open}$  и  $Z_{tot}^{short}$  – аналогичные импедансы для open- и short-структур. Таким образом, принимая во внимание выражения (2.5) и (2.6), можно перейти к параметрам  $S_{11}$  и  $S_{21}$ , частотные зависимости которых –  $S_{11}(f)$  и  $S_{21}(f)$  – уже будут определяться номиналами элементов эквивалентной схемы.

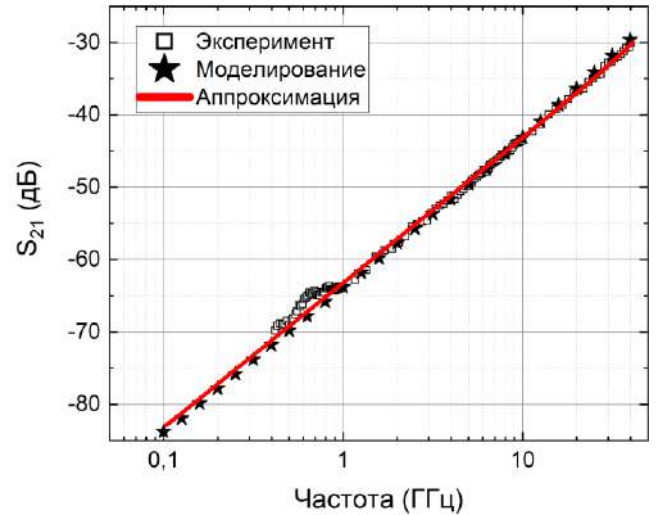
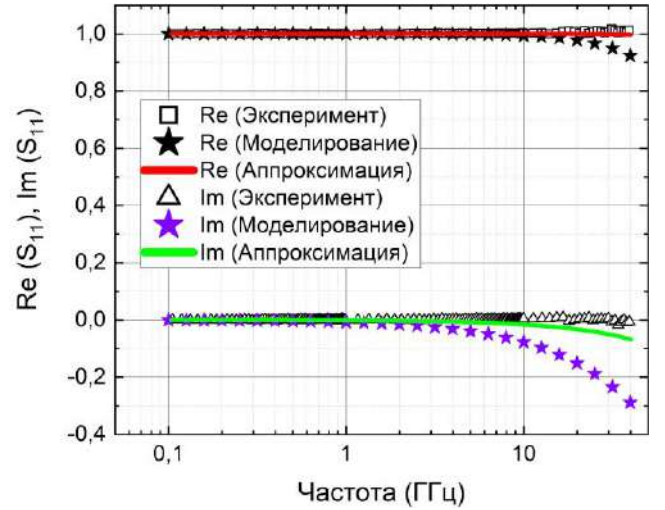
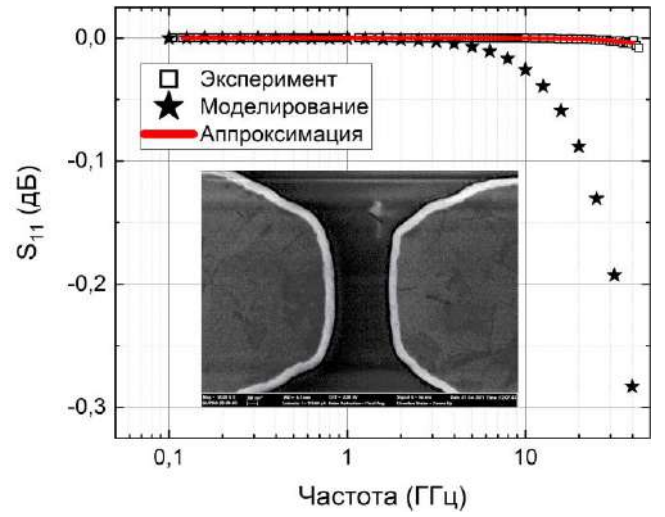
Аппроксимация экспериментальных данных полученными аналитическими соотношениями выполнялась в специализированном программном пакете по алгоритму Левенберга-Марквардта [234,235]. При этом учитывая, что  $S$ -характеристики являются комплексными величинами, помимо амплитуд дополнительно осуществлялся контроль за их действительными и мнимыми частями.

Соответствующие результаты частотных исследований short- и open-структур представлены на рисунке 6.13. Также на графики нанесены аналогичные зависимости из численного расчёта (п. 6.2.1). Анализ полученных данных показывает, что, в целом, наблюдается хорошая согласованность между экспериментом, моделированием и аппроксимацией.

short-структура



open-структура



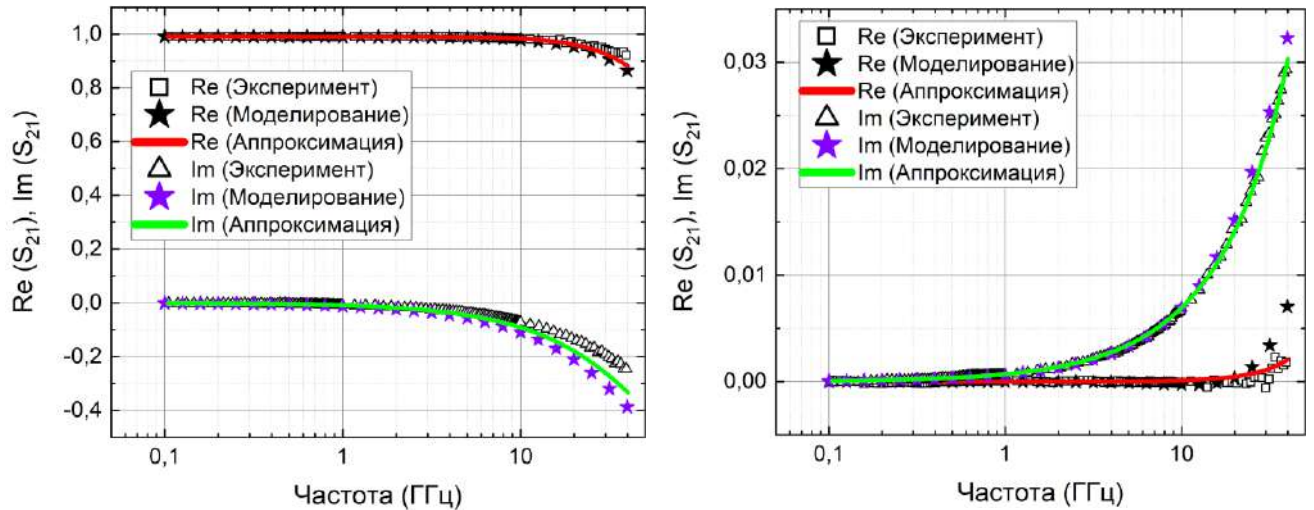


Рисунок 6.13 – Экспериментальные зависимости, результаты моделирования и аппроксимации  $S$ -параметров для short- и open-структур. На вставках зависимостей  $S_{11}(f)$  представлены соответствующие СЭМ-изображения

Для short-структуры уровень прохождения СВЧ-сигнала (кривая  $S_{21}$ , рисунок 6.13) во всём рассматриваемом частотном диапазоне оказывается не ниже -0.4 дБ, что соответствует 95 % пропускания, при этом, до 10 ГГц уровень пропускания составляет свыше 98 %. Следовательно, экспериментально подтверждается результат моделирования (см. п. 6.1.1), указывающий на незначительные потери, вызванные несогласованностью импедансов металлизации и линии передачи. Для open-конфигурации, как и ожидалось, наблюдается практически полное отражение (более 99.8 %) сигнала от структуры (кривая  $S_{11}$ , рисунок 6.13), обусловленное высоким ёмкостным импедансом между S-площадками. Результаты извлечения параметров эквивалентных схем для short- и open-структур приведены в таблице 6.3.

Таблица 6.3 – Параметры, полученные по результатам аппроксимации экспериментальных данных для short- и open-структур

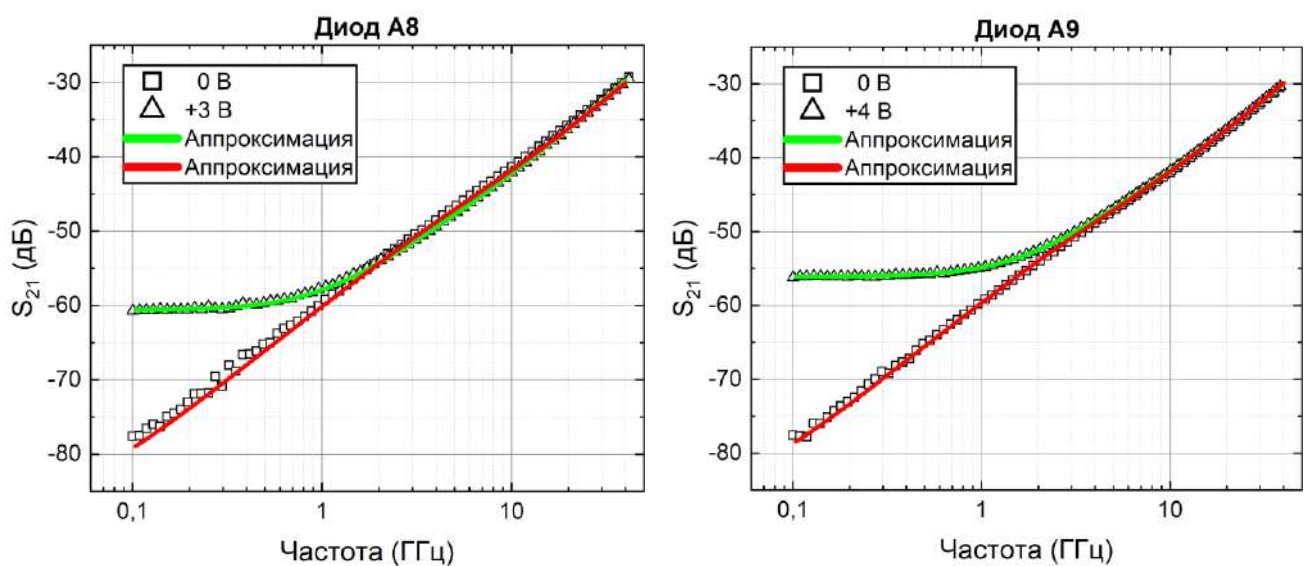
Структура	$R_p, \Omega$	$L_p, \text{нГн}$	$C_p, \text{фФ}$	$C_{in}, \text{фФ}$
short	0.95	0.14	-	1.8
open	-	1.3	1.2	1.6

Паразитная ёмкость, обусловленная зазором между контактами, достигает 1.2 фФ, что в несколько раз превосходит ожидаемую барьерную ёмкость диодов. Учитывая низкую чувствительность  $S_{21}$  open-режима к ширине зазора в 600 – 1000 нм (рисунок 6.3а), что также было реализовано технологически, значение  $C_p$  для изготовленных диодных структур может быть зафиксировано на полученном уровне. Ёмкость  $C_{in}$ , образованная S- и G-площадками, представляет собой планарный конденсатор и должна зависеть от геометрических свойств

металлизации, а также характеристик подложки [236]. Из этого следует, что значения данного параметра для всех структур, как вспомогательных, так и диодных, должны быть близкими в силу их геометрической идентичности. В целом, это утверждение согласуется с полученными данными из аппроксимации (таблица 6.3). Сопротивление контактных площадок, как видно, невелико, и, по сравнению с сопротивлением ННК в десятки  $\text{k}\Omega$ , является пренебрежимо малой величиной. По этой же причине данный параметр не принимался в расчёт для орп-конфигурации, поскольку для неё электрическая цепь вовсе представляет разрыв с несравнимо высоким импедансом. В свою очередь, если имеющийся зазор не должен кардинально сказываться на ёмкости  $C_{in}$ , то с точки зрения индуктивной составляющей он вносит существенную разницу в распределение магнитного поля вокруг металлизации. В следствие чего и наблюдается отличие в параметре  $L_p$  практически на порядок.

Таким образом, проведённый анализ показывает, что эквивалентная схема рассматриваемых диодов (рисунок 6.11а) может быть упрощена путём исключения из неё элемента  $R_p$ , а также фиксации ёмкостей  $C_p$  и  $C_{in}$  на уровне 1.2 и 1.6 фФ соответственно. Рассмотрение вспомогательных структур не приводит в данном случае к существенному упрощению эквивалентной схемы, тем не менее, позволяет сузить круг варьируемых параметров.

С учётом вышеописанных поправок, была выполнена аппроксимация экспериментальных данных для диодных структур, при этом, рассматривалось два режима: без смещения по напряжению и режим открытого диода (прямое смещение). Так как сопротивление ННК изначально сильно превышает характеристический импеданс линии передачи ( $50 \Omega$ ), то диоды демонстрируют высокий уровень отражения даже в открытом состоянии. Поэтому во внимание принимались кривые  $S_{21}$ , которые в рассматриваемой ситуации более чувствительны к параметрам эквивалентной схемы. Полученные результаты представлены на рисунке 6.14.



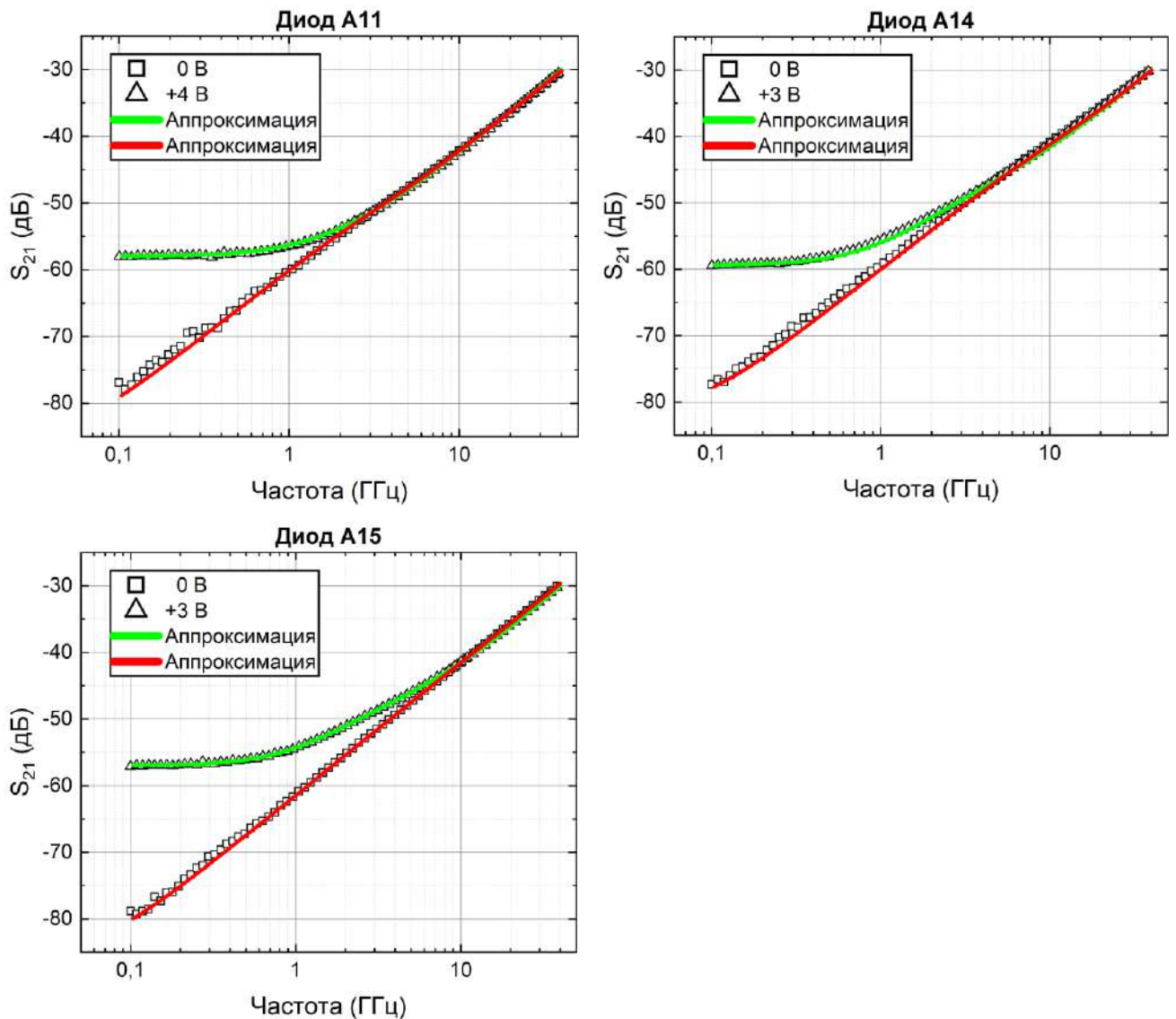


Рисунок 6.14 – Экспериментальные зависимости  $S_{21}(f)$  диодных структур на основе нелегированных ННК и соответствующие им аппроксимации. Кривые представлены для двух режимов: нулевое (0 В) и прямое (+3/+4 В) смещение. Коэффициент детерминации для всех кривых составил более 0.996

Общий вид соответствующих зависимостей одинаков для всех структур, причём для режима прямого смещения кривые  $S_{21}(f)$  принимают вид, характерный для резистивно-ёмкостной нагрузки. Резистивная составляющая начинает проявляться на частотах менее 5 ГГц по мере увеличения подаваемого прямого напряжения, когда сопротивление барьера Шоттки резко снижается. В диапазоне 0.1 – 0.4 ГГц для относительно высоких смещений (3 – 4 В) параметр  $S_{21}$  оказывается практически независимым от частоты, что соответствует режиму открытого диода, и сигнал распространяется преимущественно через ННК. Действительно, на низких частотах ёмкостное сопротивление велико, а индуктивным можно пренебречь, поэтому импеданс будет определяться активным сопротивлением  $R_s + R_j$  (см. рисунок 6.11a), которое от частоты не



зависит. В случае нулевого или обратного смещений, сопротивление барьера, напротив, становится очень большим, и на первый план выходит шунтирующая ННК ёмкость. В используемых логарифмических координатах такое поведение характеризуется квазилинейной зависимостью  $S_{21}(f)$ , что и наблюдается на экспериментальных кривых.

Сводная таблица с определёнными по результатам аппроксимации параметрами и рассчитанными частотами отсечки представлена ниже.

Таблица 6.4 – Параметры эквивалентной схемы и частоты отсечки диодных структур, полученные из аппроксимации экспериментальных зависимостей  $S_{21}(f)$

	Диод А8		Диод А9		Диод А11		Диод А14		Диод А15	
	0	+3	0	+4	0	+4	0	+3	0	+3
$R_s, \text{к}\Omega$	81	80	82	43.4	130	72.6	45	41	39.2	38.6
$R_j, \text{к}\Omega$	2100	27.6	2000	20.5	1400	6.6	1200	52.2	4800	32.3
$C_j, \text{фФ}$	0.4	2.4	0.5	1.9	0.45	18.7	0.4	1.8	0.15	2.8
$L_p, \text{нГн}$	0.5	0.9	0.85	0.7	0.35	0.6	0.4	0.6	0.6	0.9
$f_{\text{отсечки}}, \text{ГГц}$	5.0±0.1		7.3±0.1		4.9±0.1		9.7±0.1		27.5±0.3	

Как видно, частоты отсечки для всех диодов лежат в СВЧ диапазоне, причём наибольшая частота достигает 27.5±0.3 ГГц. Барьерная ёмкость  $C_j$  несмещённого диода находится на уровне 0.5 фФ и ниже, в то время как для прямых смещений эта величина оказывается в разы больше, что вызвано уменьшением ширины ОПЗ в последнем случае. Индуктивная составляющая, в целом, находится для всех структур на одном уровне, при этом, можно отметить незначительный её вклад в измеряемые характеристики во всём рассматриваемом частотном диапазоне. Влияние параметра  $L_p$  проявляется лишь свыше 30 ГГц, когда индуктивный импеданс становится сопоставим с ёмкостным. Последовательное сопротивление ННК (параметр  $R_s$ ) для некоторых диодов отличается почти в два раза в зависимости от режима смещения. Такое поведение может быть связано с технологической неидеальностью сформированных контактов металл / ННК, степень которой в условиях токовой нагрузки снижается. Улучшение качества контактов после осаждения слоя металла достигается, как правило, последующим термическим отжигом образцов [237]. Однако, для диодов А-серии такой шаг не выполнялся. Величина  $R_j$ , характеризующая активное сопротивление барьера Шоттки, для закрытого диода принимает относительно невысокие значения, заниженные в сопоставлении с ВАХ. Это обусловлено нижней границей исследуемого частотного диапазона. При нулевом смещении  $R_j \gg R_s$  и проводимость структуры будет определяться системой  $R_j \parallel (C_j + C_p)$  (см. рисунок 6.11а). Импеданс шунтирующей ННК ёмкости  $C_p$  на частоте 0.1 ГГц составляет примерно 1.3 МΩ, а с учётом вклада  $C_j$  результирующий

ёмкостной импеданс  $Z_r$  будет еще ниже. Учитывая характерный доминирующий вклад ёмкостной проводимости, о чём говорилось чуть выше, для такого режима хорошая аппроксимация достигается уже при значениях  $R_j \sim 2-5 \text{ M}\Omega > Z_r$ .

Для прямого смещения дифференциальное сопротивление диода  $R_s + R_j$  из частотных измерений хорошо согласуется с данными, полученными из ВАХ (п. 6.1.3, таблица 6.2). Здесь важно отметить, что параметр  $R_s$  в таблице 6.2 характеризует сопротивление всего диода, состоящее из сопротивления барьера и части ННК вне его. Однако, в режиме постоянного тока, они неразделимы, поэтому ВАХ несёт в себе информацию об их сумме. В свою очередь, аппроксимация эквивалентной схемой в рамках частотных исследований позволяет отделить эти два параметра друг от друга.

Таким образом, проведённый малосигнальный частотный анализ показывает:

1. Хорошее соответствие предложенной эквивалентной схемы изготовленным структурам;
2. Отсутствие существенного влияния паразитных составляющих металлизации, за исключением шунтирующей ёмкости, на  $S$ -параметры;
3. Локализацию в СВЧ диапазоне частот отсечки всех рассмотренных диодов на основе одиночных нелегированных GaN ННК;
4. Согласованность резистивных характеристик с соответствующими данными из ВАХ.

## 6.2 Диоды Шоттки на основе легированных GaN ННК

В предыдущем разделе было показано, что нелегированные GaN ННК демонстрируют достаточно высокое последовательное сопротивление, на уровне десятков  $\text{k}\Omega$ , что в целом значительно ограничивает частотные возможности диодов на их основе. Это, в первую очередь, обусловлено малыми поперечными размерами ННК. Для снижения резистивной составляющей можно использовать ННК большего диаметра, соответственно, большей площади поперечного сечения, а также уменьшить величину зазора между контактными площадками, тем самым снизив эффективную длину ННК, задействованную в протекании электрического тока. Другим вариантом является повышение уровня легирования, что обеспечивает уменьшение удельного сопротивления ННК. Более того, одновременная реализация данных подходов позволила бы достичь наибольшего эффекта. Однако, в разрезе частотных свойств рассматриваемых структур следует обратить внимание на следующие факторы. Как было показано ранее, частота отсечки диода обратно пропорциональна произведению последовательного сопротивления ННК и

ёмкости барьера Шоттки. В нашем случае уменьшение резистивной составляющей неизбежно приведёт к изменению ёмкости, причём как барьерной, так и паразитной, а именно:

- повышение уровня легирования ННК сузит ОПЗ барьера Шоттки и, как следствие, увеличит барьерную ёмкость;
- увеличение диаметра, в свою очередь, увеличит площадь контакта ННК и металла, что также повысит барьерную ёмкость;
- дальнейшее уменьшение ширины зазора между контактами приведёт к росту шунтирующей паразитной ёмкости, которую следует, напротив, снизить.

Следовательно, стремление уменьшить один из параметров повлечёт за собой увеличение другого, что в конечном счёте не обязательно приведет к улучшению частотных свойств диода. В этой связи имеет смысл выполнить некоторую оценку влияния геометрических и физических характеристик ННК на частоту отсечки исследуемых структур. Будем считать одиночный ННК цилиндром с диаметром  $D$ , уровнем легирования  $N_d$  и подвижностью носителей (электронов)  $\mu$ . Ширину зазора между S-площадками обозначим как  $W$ , а величину перекрытия металлического Шоттки-контакта и ННК как  $L$ . При этом учтём, что, вообще говоря, подвижность носителей зависит от уровня легирования полупроводника. Тогда можно записать соответствующие выражения для последовательного сопротивления ННК ( $R_n$ ), заключённого между контактами, и барьерной ёмкости диода ( $C_b$ ) в предположении, что в формировании Шоттки-контакта задействована верхняя половина боковой поверхности ННК под металлом, а также его торцевая грань:

$$R_n \sim \frac{W}{D^2 N_d \mu(N_d)}; C_b \sim \sqrt{N_d} \left( DL + \frac{D^2}{2} \right) \quad (6.6)$$

Принимая во внимание (6.6) и выражение для частоты отсечки из п. 5.3, получим:

$$f_{\text{отсечки}} \sim \frac{\sqrt{N_d} \cdot \mu(N_d)}{W \left( 1 + \frac{2L}{D} \right)} \quad (6.7)$$

Далее удобно рассмотреть отношение частот для легированного и нелегированного ННК, при этом для корректного сравнения необходимо считать, что величины  $W$  и  $L$  для этих случаев принимают одинаковые значения. Проведя ряд преобразований, получим:

$$\frac{(f_{\text{отсечки}})_{\text{лег.}}}{(f_{\text{отсечки}})_{\text{нелег.}}} = \frac{(N_d \mu)_{\text{лег.}}}{(N_d \mu)_{\text{нелег.}}} \cdot \sqrt{\frac{(N_d)_{\text{нелег.}}}{(N_d)_{\text{лег.}}}} \cdot \frac{D_{\text{лег.}} D_{\text{нелег.}} + 2LD_{\text{лег.}}}{D_{\text{лег.}} D_{\text{нелег.}} + 2LD_{\text{нелег.}}} \quad (6.8)$$

Произведение  $N_d$  на  $\mu$ , фактически, представляет собой удельную проводимость ННК (множитель в виде элементарного заряда опущен). Величина подвижности зависит от уровня легирования, причём рост последнего сопровождается её снижением. Тем не менее, удельная

проводимость легированных GaN ННК превосходит аналогичную характеристику для нелегированных. Соответственно, первый множитель в выражении (6.8) оказывается больше 1. Второй множитель, очевидно, будет принимать значения меньше 1, что может компенсировать вклад от первого. Исходя из литературных данных, например, работа [190], следует, что отношение удельных проводимостей может достигать 25 и более, в то время, как уровень легирования увеличивается в пределах от  $4 \times 10^{17}$  до  $10^{20}$  см<sup>-3</sup>. Следовательно, произведение первых двух множителей в (6.8) будет достигать 1.5 и выше. Анализируя третий множитель, можно заметить, что он будет равен 1 в случае геометрически идентичных ННК и более 1, если диаметр легированного ННК увеличить. Кроме того, принимая во внимание сужение канала проводимости за счёт наличия поверхностных состояний на боковой границе ННК, можно ввести некоторый эффективный диаметр  $D_{эфф}$ , учитывающий это явление:

$$D_{эфф} = D\sqrt{F} \quad (6.9)$$

где  $F$  – коэффициент заполнения, введённый в п. 4.3 ( $F < 1$ ). Тогда, подставив (6.9) в (6.8), третий множитель переписется в виде:

$$\frac{(DF)_{лег.} \cdot (DF)_{нелег.} + 2L \cdot (DF)_{лег.}}{(DF)_{лег.} \cdot (DF)_{нелег.} + 2L \cdot (DF)_{нелег.}} \quad \text{или} \quad \frac{1 + \frac{2L}{(DF)_{нелег.}}}{1 + \frac{2L}{(DF)_{лег.}}} \quad (6.10)$$

Здесь важно отметить, что в (6.6) для  $C_b$  при подстановке следует заменять лишь второе слагаемое в скобках, поскольку оно отвечает за площадь поперечного сечения ННК. Первое же учитывает вклад боковой поверхности под металлом и рассчитывается, исходя из полного диаметра ННК. Значение  $F$  легированных ННК будет превосходить этот показатель для нелегированных при одних и тех же диаметрах, что, как следует из (6.10), потенциально позволяет получить дополнительный выигрыш по частоте уже при одинаковых диаметрах ННК.

Таким образом, расширение частотного диапазона работы изготовленных диодов может быть реализовано за счёт легирования ННК, а также увеличения их диаметра. Решение данной задачи представлено ниже.

### 6.2.1 Модификация топологии контактных площадок

При проведении частотных исследований диодов А-серии (п. 6.1.4) было установлено, что паразитная ёмкость контактных площадок достигает 1.2 фФ, в то время как барьерная оказывается в несколько раз ниже. Это приводит в значительной степени к снижению отклика от активной области диода, особенно на высоких частотах, тем не менее, позволяет определить

набор необходимых параметров. Однако, с точки зрения непосредственно прибора очевидно, что паразитные составляющие, которые оказывают существенное влияние на его работу, необходимо уменьшать. В рамках решения данной задачи проведена модификация топологии металлизации, направленная на снижение шунтирующей ННК ёмкости. В обновлённом варианте (рисунок 6.15) была уменьшена площадь S-контактов в 1.5 раза до, фактически, предельного уровня, когда ещё можно обеспечить надёжное позиционирование соответствующего вывода GSG-зонда внутри площадки.

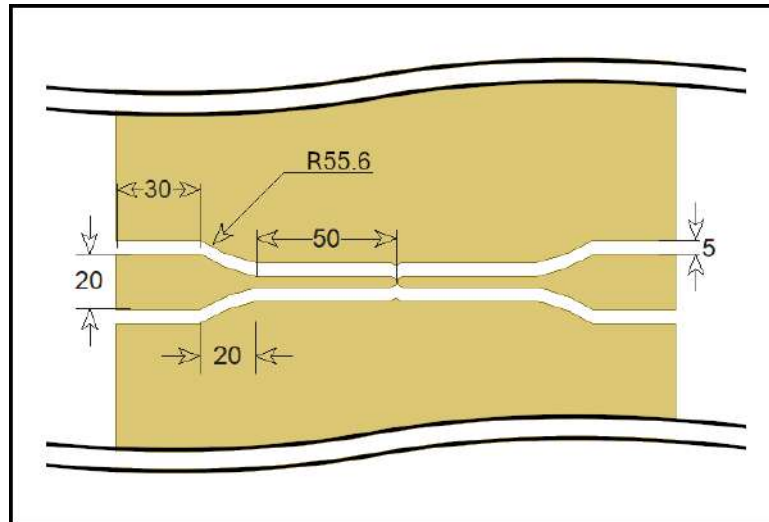


Рисунок 6.15 – Фрагмент модифицированного дизайна контактных площадок для диодов на основе легированных GaN ННК. Размеры указаны в микронах

Также была значительно снижена величина зазора (до 5 мкм) между S- и G-шинами, что позволило улучшить волноводные свойства металлизации у верхней границы рассматриваемого частотного диапазона. Габаритные размеры дизайна (200×990 мкм, см. рисунок 6.1г) остались без изменений.

На рисунке 6.16 представлены результаты численного расчёта модифицированной металлизации в сравнении с первоначальным дизайном.

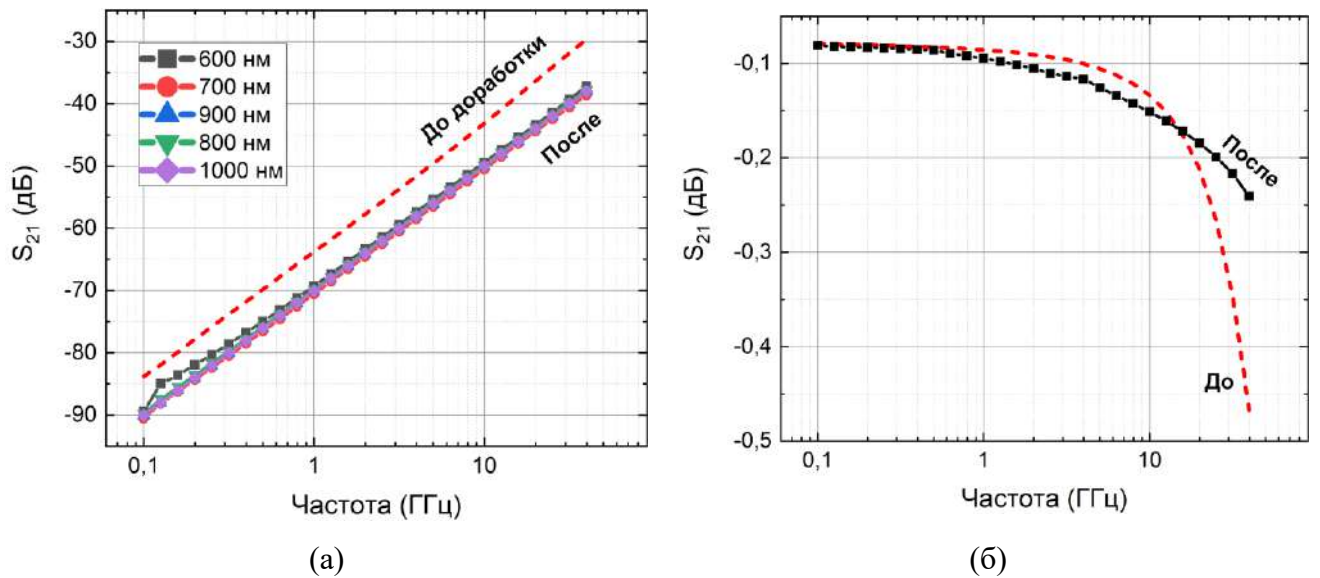
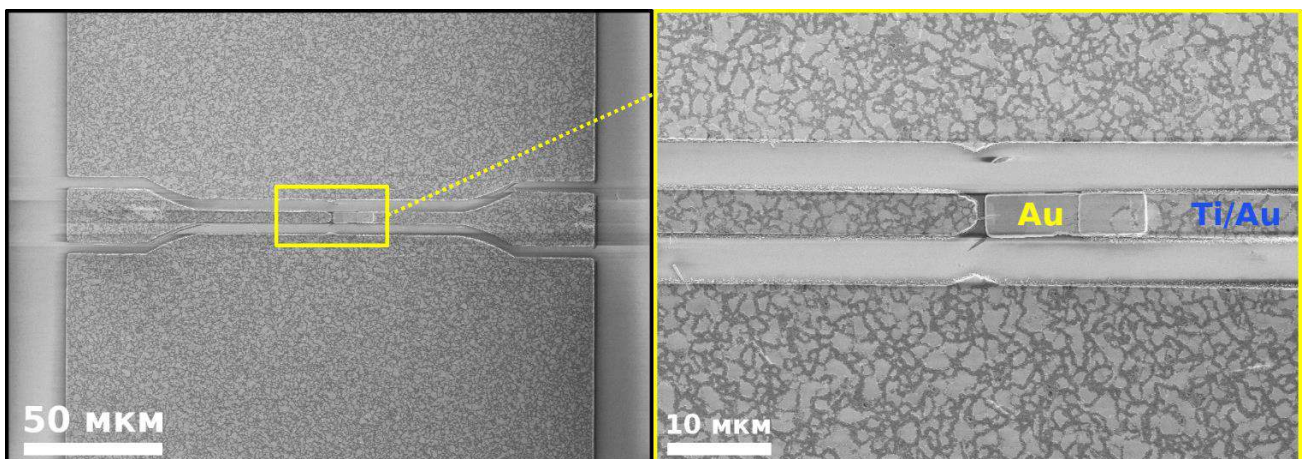


Рисунок 6.16 – Результаты численного моделирования топологии до (пунктирная линия) и после модификации: частотная зависимость параметра  $S_{21}$  для различных значений воздушного зазора между S-площадками для ореш-структуры (а) и частотная зависимость параметра  $S_{21}$  для short-структуры (б)

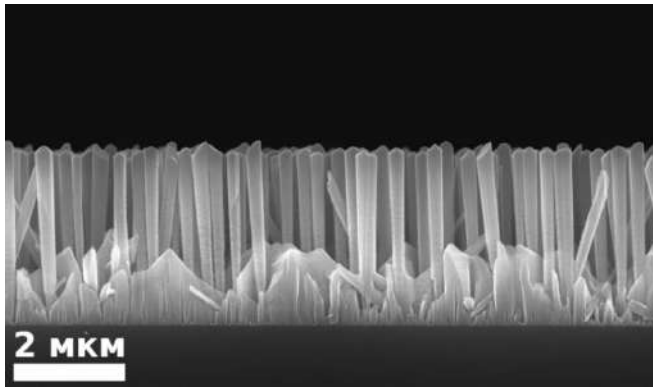
Как видно из графиков, модифицированная металлизация демонстрирует меньший уровень пропускания СВЧ сигнала для ореш-структуры, что равносильно снижению ёмкости между сигнальными площадками. В случае short-структуры наблюдается незначительное уменьшение пропускания в средней области частот (1 – 20 ГГц), и, в то же время, его увеличение на частотах свыше 20 ГГц, при этом во всём диапазоне уровень пропускания составляет более 97 % (-0.25 дБ). Из общих соображений, уменьшая зазор между S- и G-площадками, а, следовательно, увеличивая ёмкость  $C_{in}$ , следует ожидать падения уровня сигнала, достигающего второго порта ВАЦ. Этот эффект и начинает проявляться с  $\sim 1$  ГГц, однако, компенсируется, вероятно, снижением индуктивных потерь. Расположение заземлённых шин вблизи сигнальных приводит к частичному подавлению паразитных индуктивностей [238,239]. Таким образом, обновлённая топология характеризуется пониженной шунтирующей ёмкостью, а также несущественными потерями, которыми можно пренебречь. Также следует отметить незначительную зависимость кривой  $S_{21}(f)$  от ширины зазора между S-площадками, что, как и в случае первоначального дизайна, позволяет зафиксировать величину  $C_p$ .

### 6.2.2 Постростовая подготовка диодных структур

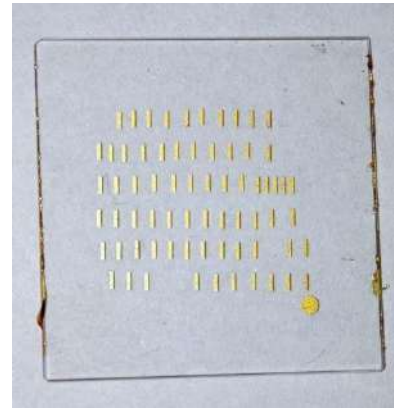
В ходе ранее описанных экспериментальных исследований диодов на основе нелегированных GaN ННК были отмечены низкие адгезионные характеристики Au-контакта Шоттки с кварцевой подложкой. В отличие от омического контакта, где присутствовал подслоя титана, обладающий хорошей адгезией, исключительно золотые площадки в ряде случаев попросту отслаивались от поверхности кварца при соприкосновении с GSG-зондом. Это приводило к смещению или полному отрыву соответствующей металлической дорожки и потере структуры. Добавление подслоя с хорошей адгезией, очевидно, является самым простым решением данной проблемы. Однако, для Шоттки-контакта, в таком случае, неприемлемо выполнять литографию целиком за один подход, иначе образующим барьер материалом будет уже металл подслоя, а не золото. В этой связи процесс подготовки структур был несколько скорректирован. А именно, сначала в одном цикле формировалась Ti/Au-металлизация омического контакта, G-площадок и части Шоттки-контакта, не касающейся ННК. При этом, первоначальный зазор между S-площадками составлял 10 мкм, а совокупная толщина металла – 700 нм. После этого формировался финальный Au-участок, соединяющий ННК с другой частью Шоттки-контакта. Типичное СЭМ-изображение диодных структур на основе легированных GaN ННК представлено на рисунке 6.17а. Для более удобной идентификации барьерного контакта в ходе исследований Au-вставка выполнена в форме прямоугольника.



(a)



(б)



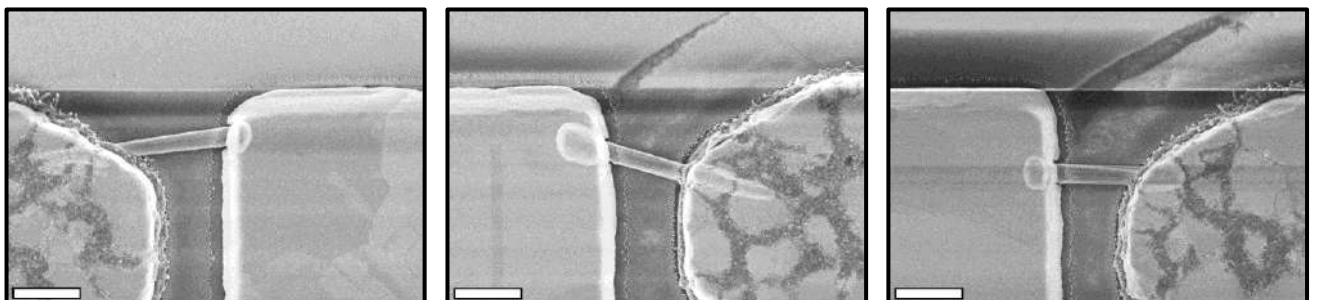
(в)

Рисунок 6.17 – Типичное СЭМ-изображение диодных структур на основе легированных GaN ННК (а). СЭМ-изображение ростового образца с легированными GaN ННК (б). Фото изготовленного образца с диодными структурами (в)

Также для данных диодов после формирования металлизации был проведен термический отжиг в установке Jipelec JetFirst 100. Процедура осуществлялась при температуре 400 °С в атмосфере азота, длительность обработки составила 5 минут. В остальном постростовая подготовка выполнялась в полном соответствии с п. 6.1.2 настоящей работы.

На рисунке 6.17(б,в) представлены соответственно СЭМ-изображение легированных GaN ННК, на основе которых формировались диоды, а также фото изготовленного образца. Заметим, что используемые в данном случае ННК имеют коническую форму, что обусловлено легированием ННК в процессе синтеза [240]. Эта геометрическая особенность учитывалась далее для определения площади барьера.

Для данных ННК в общей сложности было изготовлено 52 диодные структуры, из которых по результатам постростовой обработки было отобрано 14. Далее структуры пронумерованы как В1 – В14. После завершения цикла измерений и обработки данных выбрано 5 диодов (В7, В10, В11, В12, В14), продемонстрировавших лучшие характеристики. Их СЭМ-изображения представлены на рисунке 6.18. Графический материал для В-группы диодов также будет проиллюстрирован для этих 5-ти структур. При этом, ряд статистической информации будет приведён целиком.





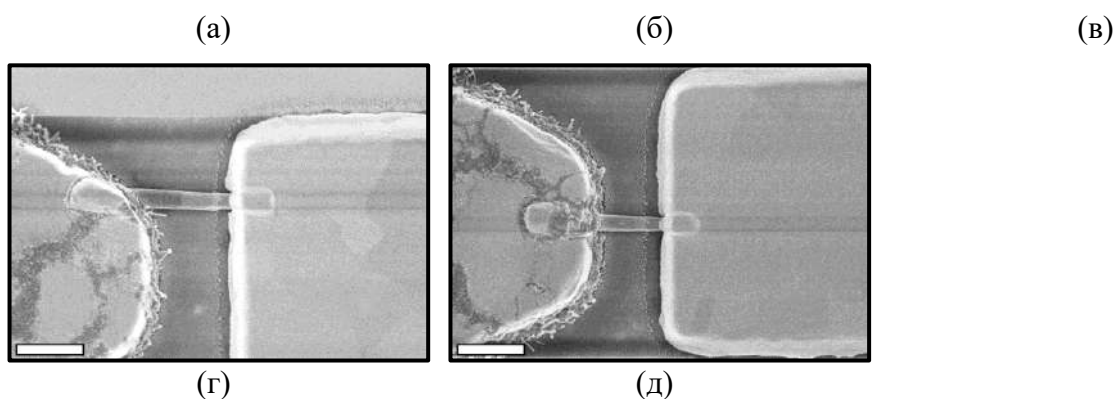


Рисунок 6.18 – СЭМ-изображения изготовленных диодных структур В7, В10, В11, В12, В14 (а – д). Размерная метка соответствует 1 мкм

Результаты обработки СЭМ-изображений приведены в таблице 6.5. Здесь  $D_o$  – диаметр ННК вблизи омического контакта,  $D_s$  – диаметр ННК вблизи Шоттки-контакта,  $l$  – длина части ННК между контактными площадками,  $L$  – длина перекрытия ННК с Шоттки-контактом,  $W$  – ширина зазора между контактными площадками,  $S$  – площадь перекрытия ННК с Шоттки-контактом.

Таблица 6.5 – Геометрические параметры изготовленных диодных структур, полученные из СЭМ-изображений

<i>Структура</i>	$D_o$ , нм	$D_s$ , нм	$l$ , нм	$L$ , нм	$W$ , нм	$S$ , мкм <sup>2</sup>
<b><i>B1</i></b>	246	223	875	900	700	0.31±0.02
<b><i>B2</i></b>	440	189	1400	905	860	0.15±0.01
<b><i>B3</i></b>	260	275	885	680	780	0.32±0.02
<b><i>B4</i></b>	231	192	1120	600	950	0.18±0.01
<b><i>B5</i></b>	213	237	980	690	720	0.28±0.02
<b><i>B6</i></b>	280	327	1060	330	800	0.20±0.01
<b><i>B7</i></b>	219	275	1450	265	800	0.14±0.01
<b><i>B8</i></b>	246	269	960	930	750	0.43±0.02
<b><i>B9</i></b>	253	253	960	660	750	0.28±0.02
<b><i>B10</i></b>	242	246	1080	745	880	0.30±0.02
<b><i>B11</i></b>	263	268	1070	380	750	0.18±0.01
<b><i>B12</i></b>	274	234	1240	575	960	0.22±0.01
<b><i>B13</i></b>	407	327	1200	860	930	0.42±0.02
<b><i>B14</i></b>	223	183	820	520	810	0.15±0.01

## 6.2.3 Исследования ВАХ

Полученные ВАХ структур на основе легированных ННК представлены на рисунке 6.19. Измерения проводились в тех же условиях и с той же оснасткой, как и в случае нелегированных образцов.

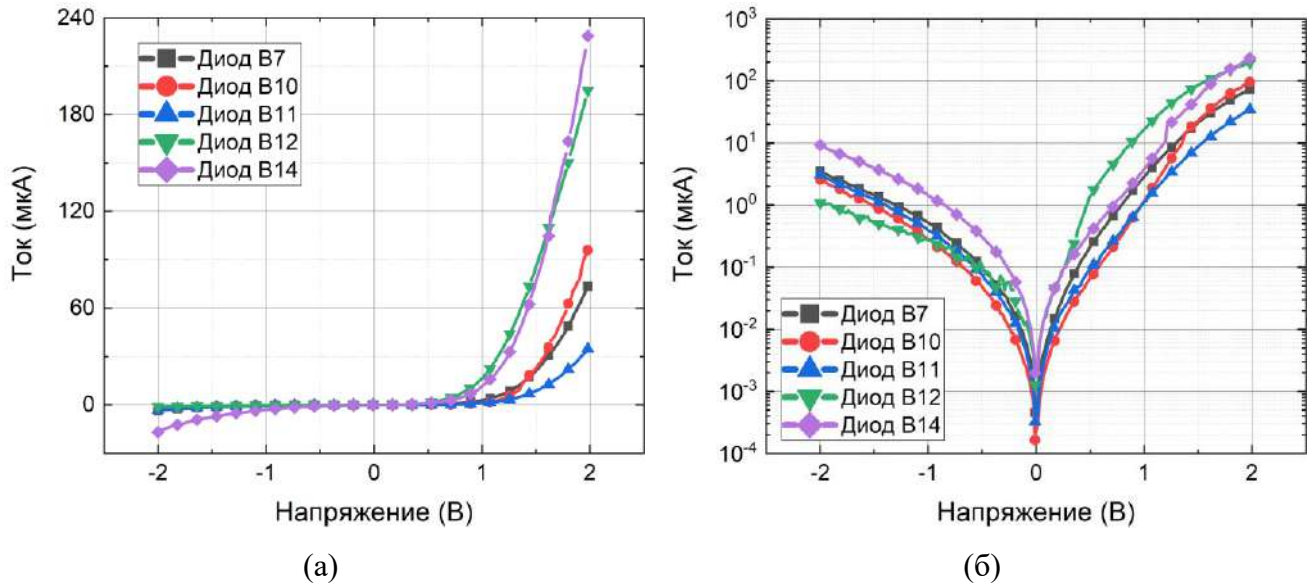


Рисунок 6.19 – ВАХ изготовленных диодных структур на основе легированных GaN ННК в линейном (а) и полулогарифмическом (б) масштабах

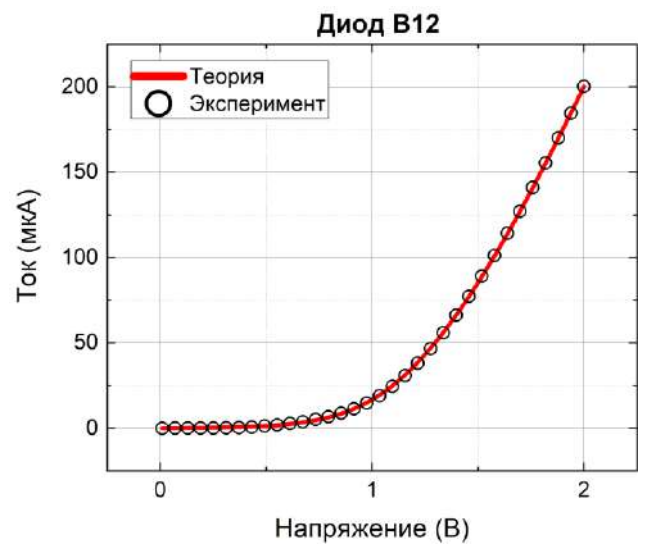
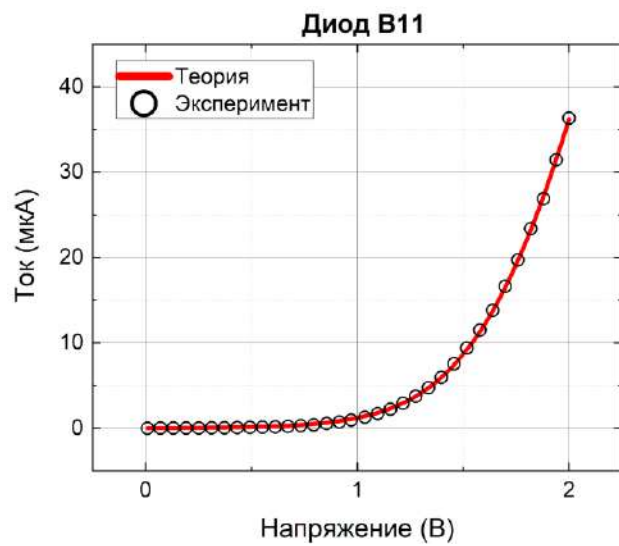
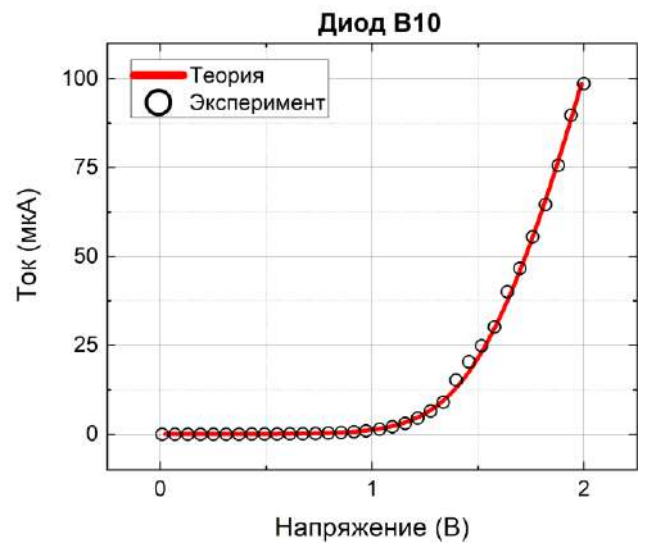
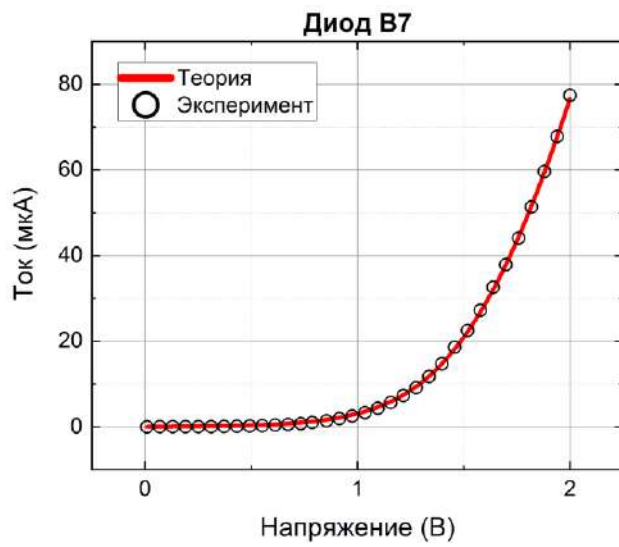
Структуры демонстрируют характерное выпрямление, при этом, в рассматриваемом диапазоне напряжений уровень обратных токов на 1-2 порядка ниже уровня прямых токов диода в открытом состоянии. Такие относительно высокие обратные токи связаны, вероятно, с фактом легирования ННК и сужением ОПЗ (а также увеличением диаметров ННК). Отметим дополнительно величины протекающих токов при прямом смещении, которые для некоторых диодов достигают сотен мкА.

Экспериментальные данные были также аппроксимированы теоретической зависимостью (6.1) тока от напряжения для неидеального барьера Шоттки. Соответствующие результаты приведены в таблице 6.6 и проиллюстрированы на рисунке 6.20. Коэффициент детерминации для всех кривых составил более 0.999.

Таблица 6.6 – Параметры  $R_s$ ,  $\Phi$  и  $m$ , полученные в результате аппроксимации экспериментальных ВАХ

Диод	$R_s, \kappa\Omega$	$\Phi, \text{эВ}$	$m$
<b>B1</b>	2.8	0.28	8.6
<b>B2</b>	6.4	0.32	6.9

<b>B3</b>	3.3	0.28	7.7
<b>B4</b>	1.7	0.28	8.5
<b>B5</b>	2.9	0.25	8.3
<b>B6</b>	3.1	0.21	8.9
<b>B7</b>	3.6	0.29	8.9
<b>B8</b>	3.0	0.29	9.1
<b>B9</b>	3.4	0.24	10.2
<b>B10</b>	3.3	0.39	6.0
<b>B11</b>	6.0	0.32	9.1
<b>B12</b>	3.0	0.28	7.0
<b>B13</b>	2.2	0.28	7.3
<b>B14</b>	1.8	0.28	7.5
<b>B15</b>	2.8	0.28	8.6



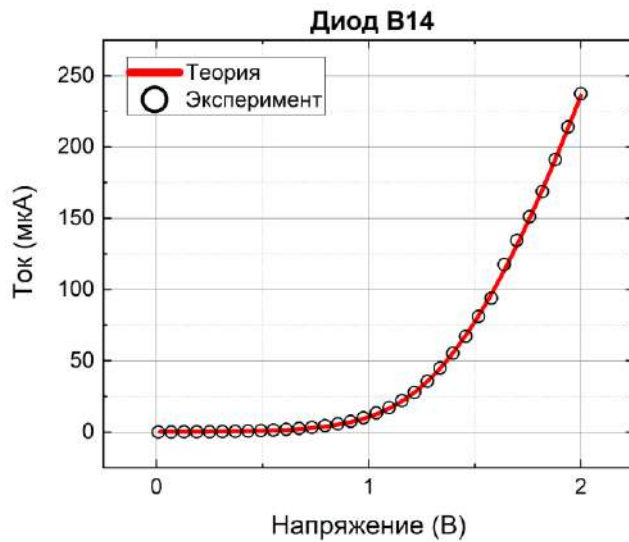


Рисунок 6.20 – Экспериментальные ВАХ диодных структур на основе легированных ННК и соответствующие им аппроксимации выражением (6.1)

Рассмотрим полученные данные в сравнении с А-группой диодов (таблица 6.2), где использовались нелегированные ННК. Как видно, сопротивление диодов В-группы более чем на порядок ниже и, в целом, составляет несколько к $\Omega$ . Ниже оказывается и эффективная высота барьера, которая для всей серии не превышает 0.4 эВ, причём для большинства структур она находится в диапазоне 0.25 – 0.3 эВ. Примечательно, что данный диапазон является оптимальным для полупроводниковых диодов, использующихся в матричных приёмниках систем радиовидения миллиметровых длин волн [241]. Однако, высокие значения коэффициента неидеальности ( $\sim 7 - 8$ ), которые в среднем оказываются в 1.2 раза выше относительно А-группы, ставят исследуемые диоды в промежуточное положение между условно идеальными диодами с барьерами в 0.3 и 1 эВ соответственно. Для наглядного сравнения ряда данных от обеих групп на рисунке 6.21 изображены экспериментальные зависимости эффективной высоты барьера от диаметра ННК. Учитывая коническую форму легированных ННК, во внимание принимался диаметр вблизи Шоттки-контакта ( $D_s$ , таблица 6.5). Как для одной, так и для второй серии структур прослеживается тенденция снижения высоты барьера с увеличением диаметра. Аппроксимация линейными зависимостями (сплошные линии) показала, что коэффициенты корреляции составляют -0.9 (А-группа) и -0.28 (В-группа). Стоит отметить, что рассматривать А- и В-группы в рамках одной кривой некорректно, поскольку ННК отличаются уровнем легирования. Тем не менее, представленный график демонстрирует возможность регулировки эффективной высоты барьера диодов Шоттки в широком диапазоне, не меняя, при этом, систему материалов металл/полупроводник.

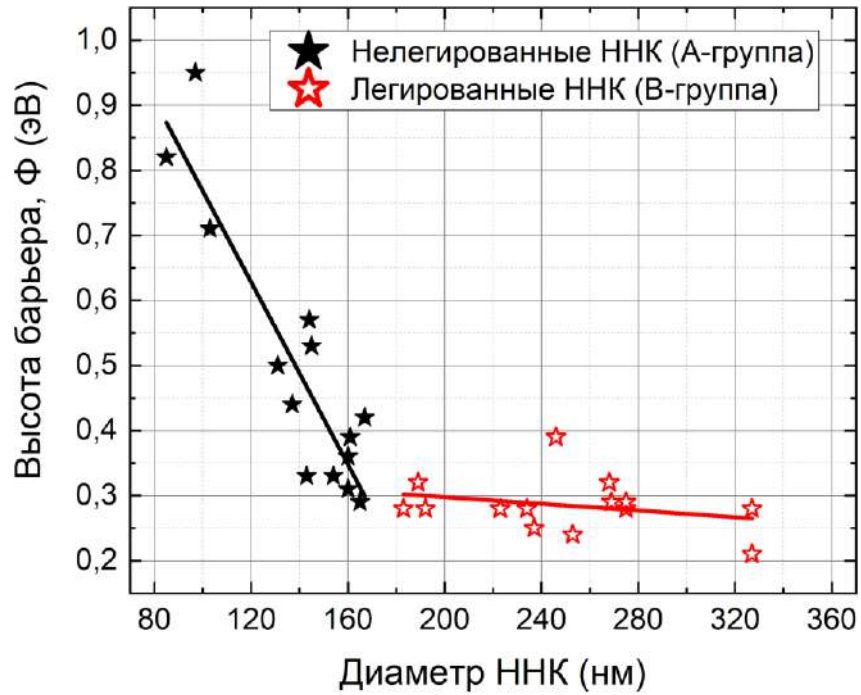


Рисунок 6.21 – Экспериментальные зависимости эффективной высоты барьера от диаметра ННК для А- и В-групп диодов.

#### 6.2.4 Частотные исследования

Малосигнальный частотный анализ и последующая обработка полученных данных выполнялась в соответствии с п. 6.1.4 настоящей работы, где исследовались диоды на базе нелегированных ННК. Как и в случае А-серии, на первом этапе были исследованы вспомогательные структуры. Учитывая тот факт, что потери на прохождение сигнала, вызванные топологией металлизации, незначительны (менее 3%, см. п. 6.2.1), то в данном случае ограничимся рассмотрением только орен-структуры для определения параметров  $C_p$  и  $C_{in}$ . Соответствующие экспериментальные и аппроксимационные зависимости, представлены на рисунке 6.22, где для наглядности также отражены данные, полученные из численного моделирования. Оцененные значения параметров указаны в таблице 6.7.

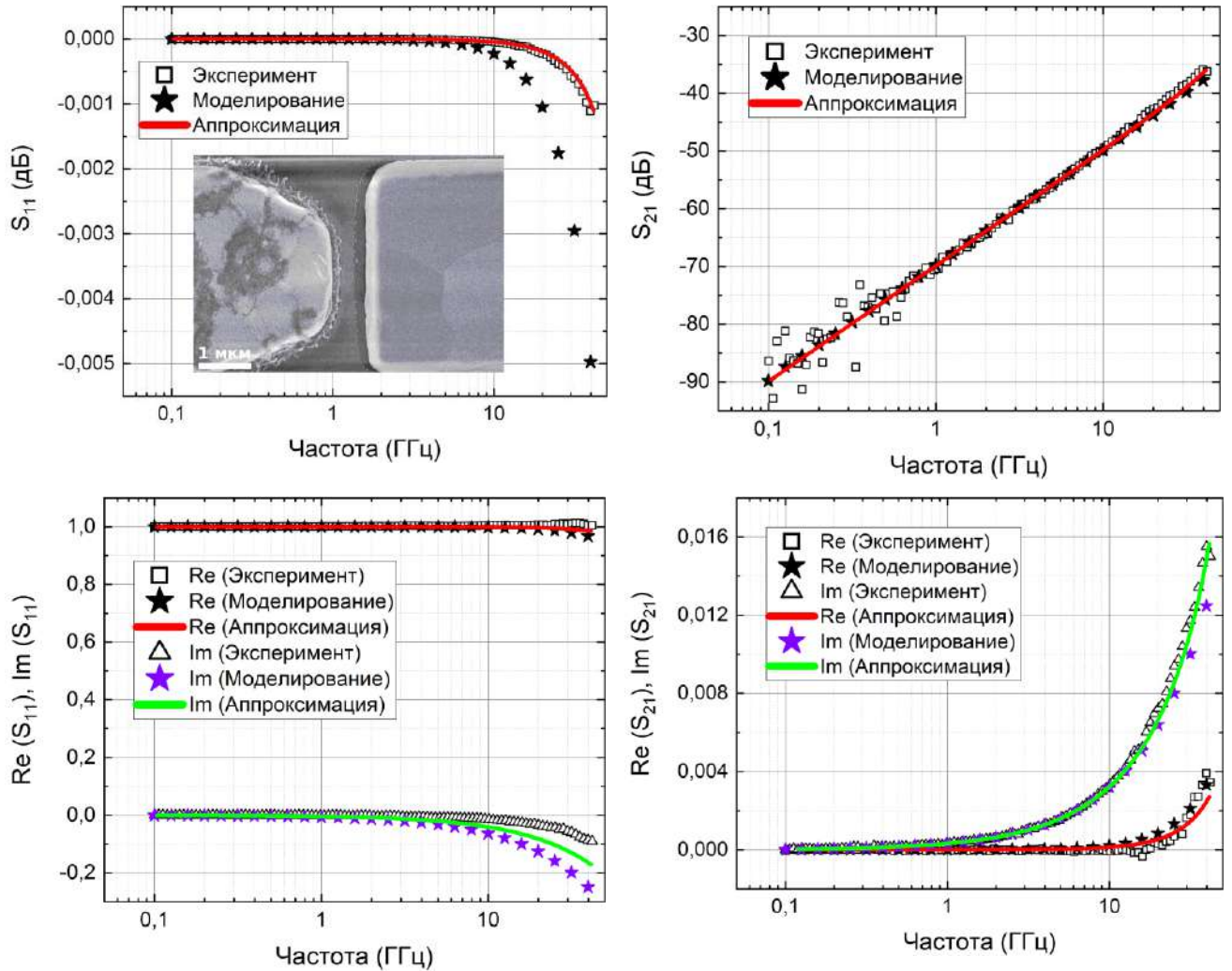


Рисунок 6.22 – Экспериментальные зависимости, результаты моделирования и аппроксимации  $S$ -параметров для орп-структуры В-серии диодов. На вставке зависимости  $S_{11}(f)$  представлено соответствующее СЭМ-изображение

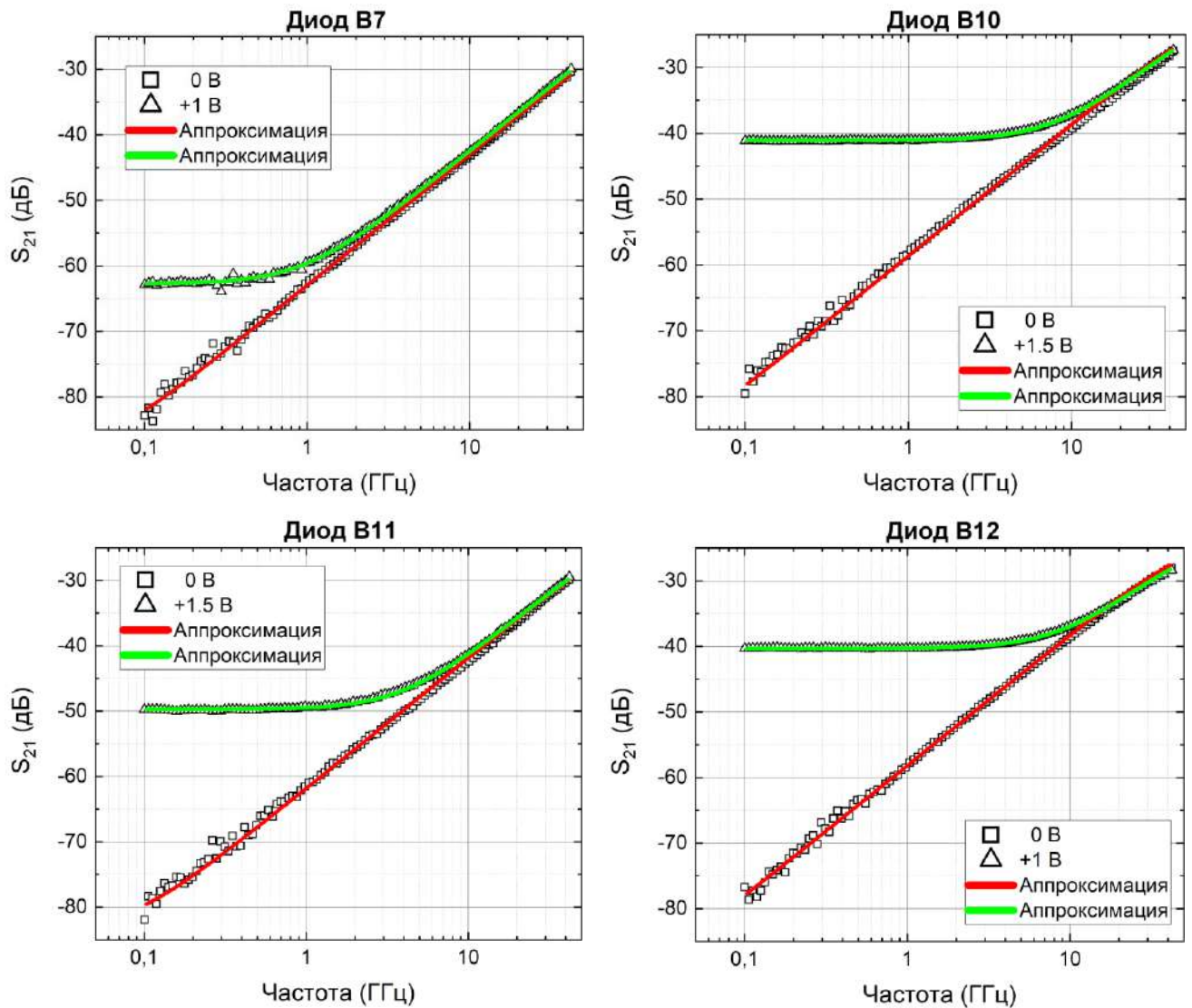
Таблица 6.7 – Параметры, полученные по результатам аппроксимации экспериментальных данных

Структура	$R_p, \Omega$	$L_p, \text{нГн}$	$C_p, \text{фФ}$	$C_{in}, \text{фФ}$
орп	-	5.2	0.5	6

Как видно, полученные результаты находятся в хорошем соответствии друг с другом. Имеется некоторое отклонение численного расчёта для кривой  $S_{11}(f)$ , однако, в величинах уровня пропускания это составляет менее 0.1 % (-0.004 дБ). Согласно проведённой аппроксимации (таблица 6.7), наблюдается снижение шунтирующей ёмкости  $C_p$  более чем в 2 раза и увеличение ёмкости  $C_{in}$  с 1.6 до 6 фФ относительно первоначальной металлизации. Такое поведение прогнозировалось при обсуждении данных численного расчёта для модифицированной топологии (п. 6.2.1). Индуктивная составляющая в орп-режиме оказывается в 4 раза выше, тем

не менее, при наличии ННК между контактами, как будет показано далее, она снижается до уровня 0.1 – 0.5 нГн, что в целом также согласуется с приведённым в п. 6.2.1 предположением о подавлении паразитной индуктивности за счёт более плотного расположения G-площадок.

Принимая во внимание значения параметров  $C_p$  и  $C_{in}$ , была выполнена аппроксимация экспериментальных зависимостей  $S_{21}(f)$  уже для диодных структур (рисунок 6.23). Значения остальных полученных параметров эквивалентной схемы, а также рассчитанные частоты отсечки, представлены в таблице 6.8.



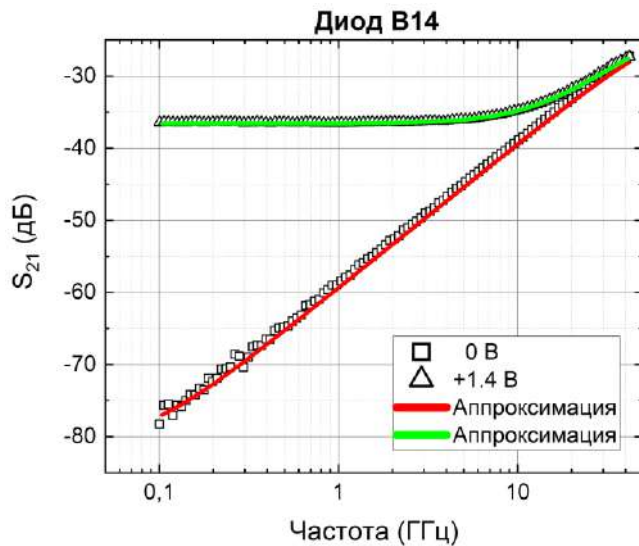


Рисунок 6.23 – Экспериментальные зависимости  $S_{21}(f)$  диодных структур на основе легированных ННК и соответствующие им аппроксимации. Кривые представлены для двух режимов: нулевое (0 В) и прямое (+1 – 1.5 В) смещение. Коэффициент детерминации для всех кривых составил более 0.993

Таблица 6.8 – Параметры эквивалентной схемы и частоты отсечки диодных структур на основе легированных ННК, полученные из аппроксимации экспериментальных зависимостей  $S_{21}(f)$

	Диод В7		Диод В10		Диод В11		Диод В12		Диод В14	
Смещение, В	0	+1	0	+1.5	0	+1.5	0	+1	0	+1.4
$R_s$ , кΩ	1.6	1.6	1.3	1.3	1.6	1.6	1.8	1.8	1.7	1.7
$R_j$ , кΩ	2900	135.4	3200	9.9	1600	29	3500	8.4	1200	4.9
$C_j$ , фФ	0.6	0.7	1.35	1.5	0.8	0.9	1.4	1.55	1.2	1.8
$L_p$ , нГн	0.1	0.3	0.1	0.25	0.1	0.2	0.1	0.2	0.1	0.5
$f_{отсечки}$ , ГГц	165.8±1.5		90.7±0.8		124.3±1.2		63.2±0.6		78.0±0.7	

Последовательное сопротивление ( $R_s$ ) диодов находится на уровне ниже 2 кΩ, что более чем на порядок ниже аналогичного параметра для структур А-серии (таблица 6.4), а также согласуется с данными из ВАХ (таблица 6.6). Однако, в этом случае дифференциальное сопротивление ( $R_s + R_j$ ) не совпадает с соответствующим сопротивлением из ВАХ, поскольку при частотных исследованиях на диоды подавались меньшие напряжения. Ёмкость барьера в режиме нулевого смещения, в свою очередь, ожидаемо возросла за счёт легирования, при этом, в среднем её величина выросла в 2 – 3 раза. Такая динамика автоматически отражается на частотах отсечки, которые оказываются существенно выше и достигают 100 ГГц и более. Лучший результат демонстрирует диод В7 – 165.8±1.5 ГГц – имеющий наименьшую площадь барьерного контакта.



Также можно выделить снижение индуктивной составляющей, что, как ранее обсуждалось, вероятно обусловлено взаимным расположением S- и G-площадок. Отдельно заметим, что для текущих структур паразитная шунтирующая ёмкость оказывается уже ниже барьерной, что, безусловно, является положительным фактором.

Экспериментально полученные частотные характеристики несколько уступают данным из численного расчёта диода Шоттки на базе одиночного GaN ННК (Глава 5), однако, здесь нужно иметь в виду, что в изготовленных структурах барьер, помимо торцевой грани, формируется также и на боковой. Это увеличивает площадь, а, следовательно, и ёмкость. Для дальнейшего совершенствования диодов такой концепции обосновано использование ННК, в которых область вблизи одного из торцов не будет принудительно легирована. Потенциально такой подход позволяет одновременно решать две задачи: снизить барьерную ёмкость за счёт ширины ОПЗ и снизить сопротивление за счёт ещё большего легирования другой части ННК. Также необходимо провести дополнительную топологическую оптимизацию, направленную на подавление паразитной шунтирующей ёмкости, и технологическую – для формирования Шоттки-контактов непосредственно к торцевой грани ННК.

Частотный диапазон изготовленных диодов В-серии перекрывает диапазоны работы спутниковых систем связи, а также сетей 5G [242], что в совокупности с фундаментальными свойствами и потенциалом GaN открывает новые горизонты в совершенствовании ЭКБ.

## Выводы к Главе 6

В рамках данной главы была рассмотрена приборная реализация диодов Шоттки на основе нелегированных (А-серия) и легированных (В-серия) одиночных GaN ННК, а также проведены исследования их характеристик. Численное моделирование топологии контактных площадок показало отсутствие существенных потерь, обусловленных несогласованностью импедансов металлизации и линии передачи. При этом, общий уровень пропускания СВЧ сигнала в рассматриваемом частотном диапазоне от 0.1 до 40 ГГц составил более 94 % для металлизации А-серии и более 97 % для В-серии.

В ходе исследования ВАХ было установлено, что для обеих групп диодов эффективная высота барьера Шоттки снижается с ростом диаметра ННК, причём для легированных эта зависимость менее выражена, и полученные значения для большинства структур находятся в диапазоне 0.25 – 0.3 эВ. В свою очередь, у А-группы высота барьера изменяется в пределах 0.3 –

0.95 эВ. Коэффициент неидеальности для всех диодов принимает значения от 2.1 до 13.2, причём его увеличение коррелирует со снижением эффективной высоты барьера.

По данным малосигнального частотного анализа в совокупности с аппроксимацией структур эквивалентной схемой установлено, что диоды на основе легированных GaN ННК демонстрируют более высокие значения частоты отсечки, лучший результат составляет  $165.8 \pm 1.5$  ГГц, в то время как для нелегированных –  $27.5 \pm 0.3$  ГГц. В целом, результаты эксперимента, численного моделирования и аппроксимации находятся в хорошем соответствии друг с другом.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

GaN сегодня является активно исследуемым полупроводниковым материалом, обладающим превосходными материальными и оптоэлектронными свойствами, а также способным уже в обозримом будущем потеснить позиции кремния и других полупроводников в ряде областей электроники. Однако, главной причиной, ограничивающей массовое внедрение GaN-технологии, до сих пор остаётся структурное качество синтезируемых планарных слоёв GaN, несмотря на коммерческую доступность GaN компонентов силовой, СВЧ и оптоэлектроники. Сложившиеся ограничения могут быть преодолены посредством перехода от классической планарной архитектуры полупроводниковых структур к ННК, которые за счёт своей квазиодномерной геометрии обладают набором уникальных свойств и особенностей. При этом интеграция GaN с кремниевой платформой является наиболее экономически обоснованным подходом для развития данного направления в ближайшей перспективе.

Таким образом, в ходе данной диссертационной работы исследовались транспортные характеристики гетероперехода GaN ННК/Si в зависимости от выбора затравочного слоя при синтезе, одиночных GaN ННК и частотные свойства диодов Шоттки на их основе. Получены следующие основные результаты:

- Показано, что транспортные свойства гетероинтерфейса GaN ННК/Si в значительной степени зависят от выбора затравочного слоя для синтеза ННК. При этом наименьший уровень утечек соответствует затравочному слою GaO<sub>x</sub>, а наибольший - слоям AlN и 2 МС Ga, что вызвано паразитной диффузией атомов Al и Ga в подложку Si и её легированием, а также образованием дефектов в ОПЗ;
- Снижение количества Ga, соответствующее затравкам 2, 0.6 и 0.3 МС, сопровождается уменьшением уровня утечек на гетероинтерфейсе GaN ННК/Si;
- Установлено, что предварительная обработка гетероструктур *n*-GaN ННК/*p*-Si в водородной плазме улучшает их диодные характеристики и приводит к более чем 10-ти кратному снижению обратного тока для всех затравочных слоёв, за исключением слоя AlN. Для структур без затравочного слоя длительность обработки, при которой наблюдается снижение обратного тока более чем на 3 порядка, составляет 10 минут;
- Обнаружено, что одиночные GaN ННК способны коммутировать токи плотностью  $1.7 \pm 0.3$  МА/см<sup>2</sup> в импульсном режиме без принудительного охлаждения, при этом их деградации не наблюдается. Кроме того, учёт наличия поверхностных состояний на боковой грани ННК показал, что коммутируемый ток достигает 4 МА/см<sup>2</sup>;

- В соответствии с проведённым численным моделированием показано, что частота отсечки диода Шоттки на основе одиночного GaN ННК лежит в субтерагерцовом диапазоне;
- Обнаружено, что высота потенциального барьера изготовленных диодов Шоттки на основе одиночных GaN ННК убывает с ростом диаметра ННК, при этом для легированных ННК этот эффект выражен в меньшей степени;
- Установлено, что частота отсечки изготовленных диодов Шоттки на основе одиночных GaN ННК лежит в СВЧ диапазоне, при этом для нелегированных ННК наилучший результат составляет  $27.5 \pm 0.3$  ГГц, в то время как для легированных –  $165.8 \pm 1.5$  ГГц.

**Благодарности.** Выражаю искреннюю благодарность научному руководителю, д.ф.-м.н., Мухину Ивану Сергеевичу за профессиональные, своевременные наставления и грамотную расстановку акцентов в процессе подготовки и написания диссертации. Отдельно хочу поблагодарить Можарова Алексея Михайловича за оказанное всестороннее содействие в обсуждении результатов и освоении новых программных модулей. Признателен Блохину С.А. и Моисееву Э.И. за помощь в проведении СВЧ исследований. Также благодарю дружный коллектив лаборатории ВИЭ СПбАУ РАН им. Ж.И. Алфёрова, в частности, Баранова А.И. и Митина Д.М. за участие в аналитических дискуссиях.

Огромная благодарность моим жене и сыну за проявленное терпение, понимание и бесценную поддержку!

## СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

- ЭКБ – электронная компонентная база
- ННК – нитевидный нанокристалл(ы)
- СВЧ – сверхвысокие частоты
- МПЭ – молекулярно-пучковая эпитаксия
- СД – светодиод
- УФ – ультрафиолет
- МИП – металл-изолятор-полупроводник
- МОП – металл-оксид-полупроводник
- КТР – коэффициент теплового расширения
- FET – полевой транзистор (от англ. *field effect transistor*)
- MESFET – полевой транзистор с барьером Шоттки (от англ. *metal semiconductor field effect transistor*)
- HEMT – транзистор с высокой подвижностью электронов (от англ. *high electron mobility transistor*)
- CVD – химическое осаждение из газовой фазы (от англ. *chemical vapor deposition*)
- МОСVD – осаждение из металлоорганических соединений (от англ. *metal-organic chemical vapor deposition*)
- HVPE – хлорид-гидридная газофазная эпитаксия (от англ. *hydride vapor phase epitaxy*)
- СЭМ – сканирующая электронная микроскопия
- ПЭМ – просвечивающая электронная микроскопия
- ВАХ – вольт-амперная характеристика
- ПИД – пропорционально-интегрально-дифференцирующий (регулятор)
- МС – монослой
- ЕВІС – ток, индуцированный электронным лучом (от англ. *electron beam induced current*)
- ОПЗ – область пространственного заряда

## СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

- 1) **Shugurov K.**, Mozharov A., Sapunov G., Fedorov V., Tchernycheva M. & Mukhin I. Single GaN Nanowires for Extremely High Current Commutation // *physica status solidi (RRL) – Rapid Research Letters* – 2021. – Vol. 15. – P. 2000590.
- 2) **Shugurov K. Y.**, Mozharov A. M., Bolshakov A. D., Fedorov V. V., Sapunov G. A., Shtrom I. V., Uvarov A. V., Kudryashov D. A., Baranov A. I., Yu Mikhailovskii V., Neplokh V. V., Tchernycheva M., Cirlin G. E. & Mukhin I. S. Hydrogen passivation of the n-GaN nanowire/p-Si heterointerface // *Nanotechnology* – 2020. – Vol. 31. – P. 244003.
- 3) Bolshakov A. D., Fedorov V. V., **Shugurov K. Y.**, Mozharov A. M., Sapunov G. A., Shtrom I. V., Mukhin M. S., Uvarov A. V., Cirlin G. E. & Mukhin I. S. Effects of the surface preparation and buffer layer on the morphology, electronic and optical properties of the GaN nanowires on Si // *Nanotechnology* – 2019. – Vol. 30. – P. 395602.
- 4) **Shugurov K. Y.**, Reznik R. R., Mozharov A. M., Kotlyar K. P., Koval O. Y., Osipov A. V., Fedorov V. V., Shtrom I. V., Bolshakov A. D., Kukushkin S. A., Mukhin I. S. & Cirlin G. E. Study of SiC buffer layer thickness influence on photovoltaic properties of n-GaN NWs/SiC/p-Si heterostructure // *Materials Science in Semiconductor Processing* – 2019. – Vol. 90. – P. 20–25.
- 5) **Шугуров К. Ю.**, Мозхаров А. М., Сапунов Г. А., Фёдоров В. В., Моисеев Э. И., Блохин С. А., Кузьменков А. Г. & Мухин И. С. Сверхвысокочастотные диоды Шоттки на основе одиночных нитевидных нанокристаллов GaN // *Письма в журнал технической физики* – 2022. – Vol. 48. – P. 22.
- 6) **Shugurov K. Y.**, Mozharov A. M., Bolshakov A. D., Fedorov V. V., Uvarov A. V., Kudryashov D. A., Yu Mikhailovskii V., Cirlin G. E. & Mukhin I. S. GaN nanowires/ p-Si interface passivation by hydrogen plasma treatment // *Journal of Physics: Conference Series* – 2020. – Vol. 1537. – P. 012012.
- 7) **Shugurov K. Y.**, Mozharov A. M. & Mukhin I. S. Numerical study of Schottky diode based on single GaN NW on Si // *Journal of Physics: Conference Series* – 2020. – Vol. 1695. – P. 012172.
- 8) **Shugurov K. Y.**, Mozharov A. M., Sapunov G. A., Fedorov V. V., Bolshakov A. D., Cirlin G. E. & Mukhin I. S. GaN-nanowire/Si solar cell: numerical modeling, fabrication and characterization // *Journal of Physics: Conference Series* – 2019. – Vol. 1199. – P. 012030.
- 9) **Shugurov K. U.**, Mozharov A. M., Sapunov G. A., Fedorov V. V., Bolshakov A. D. & Mukhin I. S. Influence of interface layer preparation on the electrical and spectral characteristics of GaN/Si solar cells // *Journal of Physics: Conference Series* – 2018. – Vol. 993. – P. 012034.

- 10) **Shugurov K. U.**, Mozharov A. M., Fedorov V. V., Bolshakov A. D., Sapunov G. A. & Mukhin I. S. Influence of hydrogen plasma passivation on electrical and spectral characteristics of GaN nanowires / Si solar cells // *Journal of Physics: Conference Series* – 2018. – Vol. 1124. – P. 041021.
- 11) Sharov V., Bolshakov A., Fedorov V., **Shugurov K. Y.**, Mozharov A. M., Sapunov G. A. & Mukhin I. S. Conductive AFM study of the electronic properties of individual epitaxial GaN nanowires // *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering* – 2019. – Vol. 699. – P. 012047.
- 12) Bolshakov A. D., Fedorov V. V., Sapunov G. A., Mozharov A. M., Dvoreckaia L. N., **Shugurov K.**, Shkoldin V., Shtrom I. V., Mukhin M. S., Cirilin G. E. & Mukhin I. S. GaN nanowires on Si (111) substrates via molecular beam epitaxy: growth, electronic and optical properties // *Journal of Physics: Conference Series* – 2018. – Vol. 1092. – P. 012013.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ураев Н. Н. XXVII Международная научно-практическая конференция «Перспективы развития науки и образования» in // *Направления развития российских предприятий радиоэлектронной промышленности* (ed. Туголуков, А. В.) (2018). – P. 142–147.
2. Жидких В. А. & Анохина И. С. Импортозамещение в российской космической отрасли // *Электронный научный журнал «ГосРег»* – 2016.
3. Zubair A., Perozek J., Niroula J., Aktas O., Odnoblyudov V. & Palacios T. First Demonstration of GaN Vertical Power FinFETs on Engineered Substrate in // *2020 Device Research Conference (DRC)* (IEEE, 2020). – P. 1–2. doi:10.1109/DRC50226.2020.9135176
4. Calarco R., Meijers R. J., Debnath R. K., Stoica T., Sutter E. & Lüth H. Nucleation and Growth of GaN Nanowires on Si(111) Performed by Molecular Beam Epitaxy // *Nano Letters* – 2007. – Vol. 7. – P. 2248–2251.
5. Bolshakov A. D., Fedorov V. V., Shugurov K. Y., Mozharov A. M., Sapunov G. A., Shtrom I. V., Mukhin M. S., Uvarov A. V., Cirilin G. E. & Mukhin I. S. Effects of the surface preparation and buffer layer on the morphology, electronic and optical properties of the GaN nanowires on Si // *Nanotechnology* – 2019. – Vol. 30. – P. 395602.
6. Johnson W. C., Parson J. B. & Crew M. C. Nitrogen Compounds of Gallium. III // *The Journal of Physical Chemistry* – 1932. – Vol. 36. – P. 2651–2654.
7. Zetterstrom R. B. Synthesis and growth of single crystals of gallium nitride // *Journal of Materials Science* – 1970. – Vol. 5. – P. 1102–1104.
8. Juza R. & Hahn H. Über die Kristallstrukturen von Cu<sub>3</sub>N, GaN und InN Metallamide und Metallnitride // *Zeitschrift für anorganische und allgemeine Chemie* – 1938. – Vol. 239. – P. 282–287.
9. Juza R. & Rabenau A. Das elektrische Leitvermögen einiger Metallnitride // *ZAAC - Journal of Inorganic and General Chemistry* – 1956. – Vol. 285. – P. 212–220.
10. Kauer E. & Rabenau A. Notizen: Über den Bandabstand von Galliumnitrid und Aluminiumnitrid // *Zeitschrift für Naturforschung A* – 1957. – Vol. 12. – P. 942–943.
11. Renner T. Herstellung der Nitride von Bor, Aluminium, Gallium und Indium nach dem Aufwachsverfahren // *ZAAC - Journal of Inorganic and General Chemistry* – 1959. – Vol. 298. – P. 22–33.
12. Grimmeiss H. G., Groth R. & Maak J. Lumineszenz- und photoleitungseigenschaften von dotiertem gan // *Zeitschrift für Naturforschung - Section A Journal of Physical Sciences* – 1960. – Vol. 15. – P. 799–806.



13. Pastrňák J. & Součková L. Herstellung dünner Schichten von Aluminium-, Gallium- sowie Indiumnitrid unter einer Gasentladung // *physica status solidi (b)* – 1963. – Vol. 3. – P. K71–K74.
14. Kosicki B. B. & Kahng D. Preparation and Structural Properties of GaN Thin Films // *Journal of Vacuum Science and Technology* – 1969. – Vol. 6. – P. 593–596.
15. Maruska H. P. & Tietjen J. J. The preparation and properties of vapor-deposited single-crystalline GaN // *Applied Physics Letters* – 1969. – Vol. 15. – P. 327–329.
16. Pankove J. I., Miller E. A. & Berkeyheiser J. E. GaN Electroluminescent diodes // *R.C.A. Review* – 1971. – Vol. 32. – P. 383–392.
17. Pankove J. I., Miller E. A. & Berkeyheiser J. E. GaN blue light-emitting diodes // *Journal of Luminescence* – 1972. – Vol. 5. – P. 84–86.
18. Pankove J. I. UV dc electroluminescence from GaN // *Journal of Luminescence* – 1972. – Vol. 5. – P. 482–484.
19. Ilegems M. & Dingle R. Luminescence of Be- and Mg-doped GaN // *Journal of Applied Physics* – 1973. – Vol. 44. – P. 4234–4235.
20. Maruska H. P., Stevenson D. A. & Pankove J. I. Violet luminescence of Mg-doped GaN // *Applied Physics Letters* – 1973. – Vol. 22. – P. 303–305.
21. Maruska H. P., Rhines W. C. & Stevenson D. A. Preparation of Mg-doped GaN diodes exhibiting violet electroluminescence // *Materials Research Bulletin* – 1972. – Vol. 7. – P. 777–781.
22. Pankove J. I., Miller E. A. & Berkeyheiser J. E. GaN yellow-light emitting diodes // *Journal of Luminescence* – 1973. – Vol. 6. – P. 54–60.
23. Yoshida S. Epitaxial growth of GaN/AlN heterostructures // *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures* – 1983. – Vol. 1. – P. 250.
24. Yoshida S., Misawa S. & Gonda S. Improvements on the electrical and luminescent properties of reactive molecular beam epitaxially grown GaN films by using AlN-coated sapphire substrates // *Applied Physics Letters* – 1983. – Vol. 42. – P. 427–429.
25. Amano H., Sawaki N., Akasaki I. & Toyoda Y. Metalorganic vapor phase epitaxial growth of a high quality GaN film using an AlN buffer layer // *Applied Physics Letters* – 1986. – Vol. 48. – P. 353–355.
26. Amano H., Kito M., Hiramatsu K. & Akasaki I. P-Type Conduction in Mg-Doped GaN Treated with Low-Energy Electron Beam Irradiation (LEEBI) // *Japanese Journal of Applied Physics* – 1989. – Vol. 28. – P. L2112–L2114.
27. Asif Khan M., Kuznia J. N., Bhattarai A. R. & Olson D. T. Metal semiconductor field effect transistor based on single crystal GaN // *Applied Physics Letters* – 1993. – Vol. 62. – P. 1786–1787.
28. Asif Khan M., Kuznia J. N., Olson D. T., Schaff W. J., Burm J. W. & Shur M. S. Microwave

- performance of a 0.25  $\mu\text{m}$  gate AlGaIn/GaN heterostructure field effect transistor // *Applied Physics Letters* – 1994. – Vol. 65. – P. 1121–1123.
29. Wu Y., Wu Y.-F., Kapolnek D., Ibbetson J. P., Parikh P., Keller B. P. & Mishra U. K. Very-high power density AlGaIn/GaN HEMTs // *IEEE TRANSACTIONS ON ELECTRONIC DEVICES* – 2001. – Vol. 48.
  30. Pytel S. O., Lentijo S., Koudymov A., Rai S., Fatima H., Adivarahan V., Chitnis A., Yang J., Hudgins J. L., Santi E., Monti A., Simin G. & Khan M. A. AlGaIn/GaN MOSHFET integrated circuit power converter // *PESC Record - IEEE Annual Power Electronics Specialists Conference* – 2004. – Vol. 1. – P. 579–584.
  31. Son K., Liao A., Lung G., Gallegos M., Hatake T., Harris R. D., Scheick L. Z. & Smythe W. D. GaN-Based High Temperature and Radiation-Hard Electronics for Harsh Environments // *Nanoscience and Nanotechnology Letters* – 2010. – Vol. 2. – P. 89–95.
  32. Morkoç H., Strite S., Gao G. B., Lin M. E., Sverdlov B. & Burns M. Large-band-gap SiC, III-V nitride, and II-VI ZnSe-based semiconductor device technologies // *Journal of Applied Physics* – 1994. – Vol. 76. – P. 1363–1398.
  33. Zhong Y., Zhang J., Wu S., Jia L., Yang X., Liu Y., Zhang Y. & Sun Q. A review on the GaN-on-Si power electronic devices // *Fundamental Research* – 2022. – Vol. 2. – P. 462–475.
  34. Мальцев П. & Шахнович И. СВЧ-технологии - основа электроники будущего тенденции и рынки // *ЭЛЕКТРОНИКА: НАУКА, ТЕХНОЛОГИЯ, БИЗНЕС* – 2015. – Vol. 8. – P. 72–85.
  35. Викулов И. СВЧ-электроника сегодня: направления и вызовы // *ЭЛЕКТРОНИКА: НАУКА, ТЕХНОЛОГИЯ, БИЗНЕС* – 2015. – Vol. 3. – P. 64–73.
  36. Кулиев М. В. Обзор современных GaN транзисторов и направления развития // *Электронная техника. Серия 2. Полупроводниковые приборы.* – 2017. – Vol. 2. – P. 18–28.
  37. Боднарь Д. Мощные СВЧ-транзисторы и корпуса для российского и зарубежных рынков // *Электронные компоненты* – 2013. – Vol. 1. – P. 1–6.
  38. Стратегическая программа исследований технологической платформы «СВЧ технологии» [Электронный ресурс]. - 2020. - Режим доступа: <https://new.isvch.ru/wp-content/uploads/2020/05/Стратегическая-программа-исследований-СПИ-ТП-СВЧ-технологии.docx>.
  39. Husna Hamza K. & Nirmal D. A review of GaN HEMT broadband power amplifiers // *AEU - International Journal of Electronics and Communications* – 2020. – Vol. 116. – P. 153040.
  40. Coleman R. V. The growth and properties of whiskers // *Metallurgical Reviews* – 1964. – Vol. 9. – P. 261–304.
  41. Wagner R. S., Ellis W. C., Jackson K. A. & Arnold S. M. Study of the filamentary growth of silicon crystals from the vapor // *Journal of Applied Physics* – 1964. – Vol. 35. – P. 2993–3000.

42. Wagner R. S. & Ellis W. C. Vapor-liquid-solid mechanism of single crystal growth // *Applied Physics Letters* – 1964. – Vol. 4. – P. 89–90.
43. Joyce H. J., Gao Q., Tan H. H., Jagadish C., Kim Y., Zhang X., Guo Y. & Zou J. Twin-free uniform epitaxial GaAs nanowires grown by a two-temperature process // *Nano Letters* – 2007. – Vol. 7. – P. 921–926.
44. Caroff P., Messing M. E., Mattias Borg B., Dick K. A., Deppert K. & Wernersson L. E. InSb heterostructure nanowires: MOVPE growth under extreme lattice mismatch // *Nanotechnology* – 2009. – Vol. 20. – P. 495606.
45. Chang Y.-L., Li F., Fatehi A. & Mi Z. Molecular beam epitaxial growth and characterization of non-tapered InN nanowires on Si(111) // *Nanotechnology* – 2009. – Vol. 20. – P. 345203.
46. Calarco R., Stoica T., Brandt O. & Geelhaar L. Surface-induced effects in GaN nanowires // *Journal of Materials Research* – 2011. – Vol. 26. – P. 2157–2168.
47. Chen C.-C., Yeh C.-C., Chen C.-H., Yu M.-Y., Liu H.-L., Wu J.-J., Chen K.-H., Chen L.-C., Peng J.-Y. & Chen Y.-F. Catalytic Growth and Characterization of Gallium Nitride Nanowires // *Journal of the American Chemical Society* – 2001. – Vol. 123. – P. 2791–2798.
48. Kim J. R., So H. M., Park J. W., Kim J. J., Kim J., Lee C. J. & Lyu S. C. Electrical transport properties of individual gallium nitride nanowires synthesized by chemical-vapor-deposition // *Applied Physics Letters* – 2002. – Vol. 80. – P. 3548–3550.
49. Geelhaar L., Chèze C., Jenichen B., Brandt O., Pfüller C., Münch S., Rothmund R., Reitzenstein S., Forchel A., Kehagias T., Komninou P., Dimitrakopoulos G. P., Karakostas T., Lari L., Chalker P. R., Gass M. H. & Riechert H. Properties of GaN Nanowires Grown by Molecular Beam Epitaxy // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* – 2011. – Vol. 17. – P. 878–888.
50. Pitanti A., Ercolani D., Sorba L., Roddaro S., Beltram F., Nasi L., Salviati G. & Tredicucci A. InAs/InP/InSb Nanowires as Low Capacitance n-n Heterojunction Diodes // *Physical Review X* – 2011. – Vol. 1. – P. 011006.
51. Dai X., Messanvi A., Zhang H., Durand C., Eymery J., Bougerol C., Julien F. H. & Tchernycheva M. Flexible Light-Emitting Diodes Based on Vertical Nitride Nanowires // *Nano Letters* – 2015. – Vol. 15. – P. 6958–6964.
52. Waseem A., Johar M. A., Hassan M. A., Bagal I. V., Abdullah A., Ha J. S., Lee J. K. & Ryu S. W. Flexible self-powered piezoelectric pressure sensor based on GaN/p-GaN coaxial nanowires // *Journal of Alloys and Compounds* – 2021. – Vol. 872. – P. 159661.
53. Léonard F. Reduced Joule heating in nanowires // *Applied Physics Letters* – 2011. – Vol. 98. – P. 103101.
54. Mozharov A., Bolshakov A., Cirilin G. & Mukhin I. Numerical modeling of photovoltaic efficiency of n-type GaN nanowires on p-type Si heterojunction // *physica status solidi (RRL)* -

- Rapid Research Letters – 2015. – Vol. 9. – P. 507–510.
55. Kang H. K., Kim J. Y., Noh M. S., Kang C. Y., Kim Y. D., Cho M. H. & Song J. D. Growth of pure wurtzite InGaAs nanowires for photovoltaic and energy harvesting applications // *Nano Energy* – 2018. – Vol. 53. – P. 57–65.
  56. Zytikiewicz Z. R. INTERNATIONAL WORKSHOP AND SUMMER SCHOOL NANOSTRUCTURES FOR PHOTONICS in // *Mechanisms of self-induced nucleation and growth of GaN nanowires by PAMBE* (2021). – P. 21.
  57. Stoica T., Sutter E., Meijers R. J., Debnath R. K., Calarco R., Lüth H. & Grützmacher D. Interface and Wetting Layer Effect on the Catalyst-Free Nucleation and Growth of GaN Nanowires // *Small* – 2008. – Vol. 4. – P. 751–754.
  58. Fedorov V. V., Bolshakov A. D., Kirilenko D. A., Mozharov A. M., Sitnikova A. A., Sapunov G. A., Dvoretckaia L. N., Shtrom I. V., Cirilin G. E. & Mukhin I. S. Droplet epitaxy mediated growth of GaN nanostructures on Si (111) via plasma-assisted molecular beam epitaxy // *CrystEngComm* – 2018. – Vol. 20. – P. 3370–3380.
  59. Waseem A., Bagal I. V., Abdullah A., Kulkarni M. A., Thaalbi H., Ha J., Lee J. K. & Ryu S. High Performance, Stable, and Flexible Piezoelectric Nanogenerator Based on GaN:Mg Nanowires Directly Grown on Tungsten Foil // *Small* – 2022. – Vol. 18. – P. 2200952.
  60. Paul S., Helwig A., Müller G., Furtmayr F., Teubert J. & Eickhoff M. Opto-chemical sensor system for the detection of H<sub>2</sub> and hydrocarbons based on InGaN/GaN nanowires // *Sensors and Actuators B: Chemical* – 2012. – Vol. 173. – P. 120–126.
  61. Nahhas A. M. Review of GaN Nanowires Based Sensors // *American Journal of Nanomaterials* – 2020. – Vol. 8. – P. 32–47.
  62. Scofield A. C., Kim S. H., Shapiro J. N., Lin A., Liang B., Scherer A. & Huffaker D. L. Bottom-up photonic crystal lasers // *Nano Letters* – 2011. – Vol. 11. – P. 5387–5390.
  63. Eaton S. W., Fu A., Wong A. B., Ning C. Z. & Yang P. Semiconductor nanowire lasers // *Nature Reviews Materials* 2016 1:6 – 2016. – Vol. 1. – P. 1–11.
  64. Chen X., Li J., Cao Y., Lan Y., Li H., He M., Wang C., Zhang Z. & Qiao Z. Straight and Smooth GaN Nanowires // *Advanced Materials* – 2000. – Vol. 12. – P. 1432–1434.
  65. Gamo H. & Tomioka K. Integration of Indium Arsenide/Indium Phosphide Core-Shell Nanowire Vertical Gate-All-Around Field-Effect Transistors on Si // *IEEE Electron Device Letters* – 2020. – Vol. 41. – P. 1169–1172.
  66. Ra Y. H. & Lee C. R. Core-Shell Tunnel Junction Nanowire White-Light-Emitting Diode // *Nano Letters* – 2020. – Vol. 20. – P. 4162–4168.
  67. Kajli S. K., Ray D. & Roy S. C. Efficient UV–visible photodetector based on single CuO/Cu<sub>2</sub>O core-shell nanowire // *Journal of Alloys and Compounds* – 2022. – Vol. 895. – P. 162546.

68. Adachi M. M., Anantram M. P. & Karim K. S. Core-shell silicon nanowire solar cells // *Scientific Reports* 2013 3:1 – 2013. – Vol. 3. – P. 1–6.
69. Suo G., Jiang S., Zhang J., Li J. & He M. Synthetic Strategies and Applications of GaN Nanowires // *Advances in Condensed Matter Physics* – 2014. – Vol. 2014. – P. 1–11.
70. Корякин А. А., Кукушкин С. А. & Сибирев Н. В. Механизм роста пар--кристалл--кристалл Au-каталитических GaAs-нитевидных нанокристаллов // *Физика и техника полупроводников* – 2019. – Vol. 53. – P. 370.
71. Han W., Fan S., Li Q. & Hu Y. Synthesis of gallium nitride nanorods through a carbon nanotube-confined reaction // *Science* – 1997. – Vol. 277. – P. 1287–1289.
72. Johnson J. C., Choi H. J., Knutsen K. P., Schaller R. D., Yang P. & Saykally R. J. Single gallium nitride nanowire lasers // *Nature Materials* 2002 1:2 – 2002. – Vol. 1. – P. 106–110.
73. Duan X. & Lieber C. M. Laser-assisted catalytic growth of single crystal GaN nanowires // *Journal of the American Chemical Society* – 2000. – Vol. 122. – P. 188–189.
74. Ng D. K. T., Tan L. S. & Hong M. H. Synthesis of GaN nanowires on gold-coated substrates by pulsed laser ablation // *Current Applied Physics* – 2006. – Vol. 6. – P. 403–406.
75. Kuykendall T., Pauzauskie P., Lee S., Zhang Y., Goldberger J. & Yang P. Metalorganic Chemical Vapor Deposition Route to GaN Nanowires with Triangular Cross Sections // *Nano Letters* – 2003. – Vol. 3. – P. 1063–1066.
76. Su J., Cui G., Gherasimova M., Tsukamoto H., Han J., Ciuparu D., Lim S., Pfefferle L., He Y., Nurmikko A. V., Broadbridge C. & Lehman A. Catalytic growth of group III-nitride nanowires and nanostructures by metalorganic chemical vapor deposition // *Applied Physics Letters* – 2004. – Vol. 86. – P. 013105.
77. Hersee S. D., Sun X. & Wang X. The Controlled Growth of GaN Nanowires // *Nano Letters* – 2006. – Vol. 6. – P. 1808–1811.
78. Tchernycheva M., Sartel C., Cirlin G., Travers L., Patriarche G., Harmand J.-C., Dang L. S., Renard J., Gayral B., Nevou L. & Julien F. Growth of GaN free-standing nanowires by plasma-assisted molecular beam epitaxy: structural and optical characterization // *Nanotechnology* – 2007. – Vol. 18. – P. 385306.
79. Mata R., Hestroffer K., Budagosky J., Cros A., Bougerol C., Renevier H. & Daudin B. Nucleation of GaN nanowires grown by plasma-assisted molecular beam epitaxy: The effect of temperature // *Journal of Crystal Growth* – 2011. – Vol. 334. – P. 177–180.
80. Kim H.-M., Kim D. S., Park Y. S., Kim D. Y., Kang T. W. & Chung K. S. Growth of GaN Nanorods by a Hydride Vapor Phase Epitaxy Method // *Advanced Materials* – 2002. – Vol. 14. – P. 991–993.
81. Seryogin G., Shalish I., Moberlychan W. & Narayanamurti V. Catalytic hydride vapour phase

- epitaxy growth of GaN nanowires // *Nanotechnology* – 2005. – Vol. 16. – P. 2342–2345.
82. Zhang C., Liu X., Li J., Zhang X., Yang W., Jin X., Liu F., Yao J., Jiang X. & Liu B. Investigation of catalyst-assisted growth of nonpolar GaN nanowires via a modified HVPE process // *Nanoscale* – 2020. – Vol. 12. – P. 4393–4399.
  83. Wu S., Wang L., Liu Z., Yi X., Huang Y., Yang C., Wei T., Yan J., Yuan G., Wang J. & Li J. Ultrafast growth of horizontal GaN nanowires by HVPE through flipping the substrate // *Nanoscale* – 2018. – Vol. 10. – P. 5888–5896.
  84. Agrawal M., Jain A., Kaushik V., Pandey A., Mehta B. R. & Muralidharan R. Structural and vibrational properties of CVD grown few layers MoS<sub>2</sub> on catalyst free PAMBE grown GaN nanowires on Si (111) substrates // *Journal of Alloys and Compounds* – 2021. – Vol. 861. – P. 157965.
  85. Sobanska M., Dubrovskii V. G., Tchutchulashvili G., Klosek K. & Zytckiewicz Z. R. Analysis of Incubation Times for the Self-Induced Formation of GaN Nanowires: Influence of the Substrate on the Nucleation Mechanism // *Crystal Growth and Design* – 2016. – Vol. 16. – P. 7205–7211.
  86. Noh S., Han S., Choi I., Kim J. S. & Ryu M.-Y. Formation Mechanism of GaN Nanowires with Various Shapes on Si(111) // *Journal of the Korean Physical Society* – 2020. – Vol. 77. – P. 247–252.
  87. Songmuang R., Landré O. & Daudin B. From nucleation to growth of catalyst-free GaN nanowires on thin AlN buffer layer // *Applied Physics Letters* – 2007. – Vol. 91. – P. 251902.
  88. Eftychis S., Kruse J. E., Tsagaraki K., Koukoula T., Kehagias T., Komninou P. & Georgakilas A. Effects of ultrathin AlN prelayers on the spontaneous growth of GaN nanowires by plasma assisted molecular beam epitaxy // *Journal of Crystal Growth* – 2019. – Vol. 514. – P. 89–97.
  89. Wu Y., Liu B., Li Z., Tao T., Xie Z., Wang K., Xiu X., Chen D., Lu H., Zhang R. & Zheng Y. The influence of an AlN seeding layer on nucleation of self-assembled GaN nanowires on silicon substrates // *Nanotechnology* – 2020. – Vol. 31. – P. 045604.
  90. Gao J., Kaya A., Chopdekar R. V., Xu Z., Takamura Y., Islam M. S. & Chowdhury S. A study of temperature dependent current–voltage (I–V–T) characteristics in Ni/sol–gel  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/n-GaN structure // *Journal of Materials Science: Materials in Electronics* – 2018. – Vol. 29. – P. 11265–11270.
  91. Kalinina E. V., Kuznetsov N. I., Dmitriev V. A., Irvine K. G. & Carter C. H. Schottky barriers on n-GaN grown on SiC // *Journal of Electronic Materials* – 1996. – Vol. 25. – P. 831–834.
  92. Kukushkin S. A., Nikolaev V. I., Osipov A. V., Osipova E. V., Pechnikov A. I. & Feoktistov N. A. Epitaxial gallium oxide on a SiC/Si substrate // *Physics of the Solid State* – 2016. – Vol. 58. – P. 1876–1881.
  93. Goodman K., Wang K., Luo X., Simon J., Kosel T. & Jena D. GaN and InGaN Nanowires on Si

- Substrates by Ga-Droplet Molecular Beam Epitaxy // *MRS Proceedings* – 2008. – Vol. 1080. – P. 1080-008-04.
94. Сапунов Г. А. Молекулярно-пучковая эпитаксия наноструктур нитрида, арсенида и фосфида галлия на кремнии: диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук: 1.3.8 / Сапунов Георгий Андреевич. - СПб., 2021.
  95. Heo J., Guo W. & Bhattacharya P. Monolithic single GaN nanowire laser with photonic crystal microcavity on silicon // *Appl. Phys. Lett* – 2011. – Vol. 98. – P. 21110.
  96. Reznik R. R., Kotlyar K. P., Il'kiv I. V., Soshnikov I. P., Kukushkin S. A., Osipov A. V., Nikitina E. V. & Cirlin G. E. Growth and optical properties of filamentary GaN nanocrystals grown on a hybrid SiC/Si(111) substrate by molecular beam epitaxy // *Physics of the Solid State* – 2016. – Vol. 58. – P. 1952–1955.
  97. Wang Y., Fan S., AlOtaibi B., Wang Y., Li L. & Mi Z. A Monolithically Integrated Gallium Nitride Nanowire/Silicon Solar Cell Photocathode for Selective Carbon Dioxide Reduction to Methane // *Chemistry - A European Journal* – 2016. – Vol. 22. – P. 8809–8813.
  98. Musolino M., Tahraoui A., Fernández-Garrido S., Brandt O., Trampert A., Geelhaar L. & Riechert H. Compatibility of the selective area growth of GaN nanowires on AlN-buffered Si substrates with the operation of light emitting diodes // *Nanotechnology* – 2015. – Vol. 26. – P. 085605.
  99. de Luna Bugallo A., Tchernycheva M., Jacopin G., Rigutti L., Julien F. H., Chou S.-T., Lin Y.-T., Tseng P.-H. & Tu L.-W. Visible-blind photodetector based on p–i–n junction GaN nanowire ensembles // *Nanotechnology* – 2010. – Vol. 21. – P. 315201.
  100. Saron K. M. A., Ibrahim M., Taha T. A., Aljameel A. I., Alharbi A. G., Alenad A. M., Alshammari B. A., Almutairi G. N. & Allam N. K. Growth of high-quality GaN nanowires on p-Si (1 1 1) and their performance in solid state heterojunction solar cells // *Solar Energy* – 2021. – Vol. 227. – P. 525–531.
  101. Dvoretckaia L., Gridchin V., Mozharov A., Maksimova A., Dragunova A., Melnichenko I., Mitin D., Vinogradov A., Mukhin I. & Cirlin G. Light-Emitting Diodes Based on InGaN/GaN Nanowires on Microsphere-Lithography-Patterned Si Substrates // *Nanomaterials 2022*, Vol. 12, Page 1993 – 2022. – Vol. 12. – P. 1993.
  102. Shin J., Han S., Noh S., Yu Y.-T. & Kim J. S. Room-temperature operation of light-assisted NO<sub>2</sub> gas sensor based on GaN nanowires and graphene // *Nanotechnology* – 2021. – Vol. 32. – P. 505201.
  103. Jamond N., Chrétien P., Houzé F., Lu L., Largeau L., Maugain O., Travers L., Harmand J. C., Glas F., Lefeuvre E., Tchernycheva M. & Gogneau N. Piezo-generator integrating a vertical array of GaN nanowires // *Nanotechnology* – 2016. – Vol. 27. – P. 325403.

104. Lu L., Jamond N., Eymerv J., Lefeuvre E., Mancini L., Larzeau L., Madouri A., Saket O., Gogneau N., Julien F. H. & Tchernycheva M. Nanogenerators based on piezoelectric GaN nanowires grown by PA-MBE and MOCVD in // *2018 IEEE 18th International Conference on Nanotechnology (IEEE-NANO)* (IEEE, 2018). – Vol. 2018-July. – P. 1–2.
105. Koester R., Sager D., Quitsch W.-A., Pflingsten O., Poloczek A., Blumenthal S., Keller G., Prost W., Bacher G. & Tegude F.-J. High-Speed GaN/GaInN Nanowire Array Light-Emitting Diode on Silicon(111) // *Nano Letters* – 2015. – Vol. 15. – P. 2318–2323.
106. Blanchard P. T., Bertness K. A., Harvey T. E., Mansfield L. M., Sanders A. W. & Sanford N. A. MESFETs Made From Individual GaN Nanowires // *IEEE Transactions on Nanotechnology* – 2008. – Vol. 7. – P. 760–765.
107. Couteau C., Larrue A., Wilhelm C. & Soci C. Nanowire Lasers // *Nanophotonics* – 2015. – Vol. 4. – P. 90–107.
108. Zou X., Zhang X., Zhang Y., Lyu Q., Tang C. W. & Lau K. M. GaN Single Nanowire p–i–n Diode for High-Temperature Operations // *ACS Applied Electronic Materials* – 2020. – Vol. 2. – P. 719–724.
109. Hertog M. den, Songmuang R., Gonzalez-Posada F. & Monroy E. Single GaN-Based Nanowires for Photodetection and Sensing Applications // *Japanese Journal of Applied Physics* – 2013. – Vol. 52. – P. 11NG01.
110. Kim J. R., Oh H., So H. M., Kim J. J., Kim J., Lee C. J. & Lyu S. C. Schottky diodes based on a single GaN nanowire // *Nanotechnology* – 2002. – Vol. 13. – P. 701–704.
111. Cheng G., Kolmakov A., Zhang Y., Moskovits M., Munden R., Reed M. A., Wang G., Moses D. & Zhang J. Current rectification in a single GaN nanowire with a well-defined p–n junction // *Applied Physics Letters* – 2003. – Vol. 83. – P. 1578–1580.
112. Shao Y., Carnevale S. D., Sarwar A. T. M. G., Myers R. C. & Lu W. Single nanowire AlN/GaN double barrier resonant tunneling diodes with bipolar tunneling at room and cryogenic temperatures // *Journal of Vacuum Science & Technology B, Nanotechnology and Microelectronics: Materials, Processing, Measurement, and Phenomena* – 2013. – Vol. 31. – P. 06FA03.
113. Khan M. A. H., Debnath R., Motayed A. & Rao M. V. Back-gate GaN nanowire-based FET device for enhancing gas selectivity at room temperature // *Sensors (Switzerland)* – 2021. – Vol. 21. – P. 1–7.
114. Barrigón E., Heurlin M., Bi Z., Monemar B. & Samuelson L. Synthesis and Applications of III–V Nanowires // *Chemical Reviews* – 2019. – Vol. 119. – P. 9170–9220.
115. Blanchard P. T., Bertness K. A., Harvey T. E., Sanders A. W., Sanford N. A., George S. M. & Seghete D. MOSFETs Made From GaN Nanowires With Fully Conformal Cylindrical Gates //



- IEEE Transactions on Nanotechnology – 2012. – Vol. 11. – P. 479–482.
116. Son D.-H., Thingujam T., Dai Q., Kim J.-G., Cristoloveanu S. & Lee J.-H. Fabrication and characterization of GaN-based nanostructure field effect transistors // Solid-State Electronics – 2021. – Vol. 184. – P. 108079.
  117. Yu J. W., Wu H. M. & Peng L. H. Enhanced Carrier Transportation on Passivated Gallium Nitride Single Nanowire Field-Effect Transistor // ECS Transactions – 2007. – Vol. 6. – P. 133–136.
  118. Li W., Brubaker M. D., Spann B. T., Bertness K. A. & Fay P. GaN Nanowire MOSFET With Near-Ideal Subthreshold Slope // IEEE Electron Device Letters – 2018. – Vol. 39. – P. 184–187.
  119. Yu J.-W., Wu Y.-R. & Peng L.-H. Scaling of GaN single nanowire MOSFET with cut-off frequency 150GHz in (SPIE, 2012). – P. 82620N-82620N-6. doi:10.1117/12.912041
  120. Yildirim M. A. & Teker K. Transport Characteristics of Gallium Nitride Nanowire Field-Effect Transistor (GaN-NWFET) for High Temperature Electronics // Nano – 2021. – Vol. 16. – P. 2150021.
  121. Gupta N., Jain A. & Kumar A. 20 nm GAA-GaN/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> nanowire MOSFET for improved analog/linearity performance metrics and suppressed distortion // Applied Physics A: Materials Science and Processing – 2021. – Vol. 127.
  122. Thakur R. R. & Chaturvedi N. Gate-All-Around GaN Nanowire FET as a Potential Transistor at 5 nm Technology for Low-Power Low-Voltage Applications // Nano – 2021. – Vol. 16.
  123. Chu Y., Lu S. C., Chowdhury N., Povolotskyi M., Klimeck G., Mohamed M. & Palacios T. Superior Performance of 5-nm Gate Length GaN Nanowire nFET for Digital Logic Applications // IEEE Electron Device Letters – 2019. – Vol. 40. – P. 874–877.
  124. Stern E., Cheng G., Cimpoiasu E., Klie R., Klemic J., Kretschmar I., Hyland J., Sanders A., Munden R. & Reed M. Electrical characterization of individual GaN nanowires // Device Research Conference - Conference Digest, DRC – 2005. – Vol. 2005. – P. 239–240.
  125. Kim J. R., Oh H., So H. M., Kim J. & Kim J. J. Rectifying diode made of individual gallium nitride nanowire // Physica E: Low-Dimensional Systems and Nanostructures – 2003. – Vol. 18. – P. 225–226.
  126. Lee S.-Y. & Lee S.-K. Current transport mechanism in a metal–GaN nanowire Schottky diode // Nanotechnology – 2007. – Vol. 18. – P. 495701.
  127. Hwang C., Hyung J.-H., Lee S.-Y., Jang C.-O., Kim T.-H., Choi P. & Lee S.-K. The formation and characterization of electrical contacts (Schottky and Ohmic) on gallium nitride nanowires // Journal of Physics D: Applied Physics – 2008. – Vol. 41. – P. 105103.
  128. Chiang C.-J., Wallis T. M., Gu D., Imtiaz A., Kabos P., Blanchard P. T., Bertness K. A., Sanford N. A., Kim K. & Filipovic D. High frequency characterization of a Schottky contact to a GaN nanowire bundle // Journal of Applied Physics – 2010. – Vol. 107. – P. 124301.

129. Hanoka J. I. & Bell R. O. Electron-Beam-Induced Currents in Semiconductors // *Annual Review of Materials Science* – 1981. – Vol. 11. – P. 353–380.
130. Neplokh V. Development and application of electron beam induced current analytical technique for characterization of gallium nitride and silicon nanowire-based devices (Université Paris-Saclay, 2016).
131. Caspers F. RF engineering basic concepts: S-parameters // *CAS 2010 - CERN Accelerator School: RF for Accelerators, Proceedings* – 2012. – P. 67–93. doi:10.48550/arxiv.1201.2346
132. Frickey D. A. Conversions between S, Z, Y, H, ABCD, and T parameters which are valid for complex source and load impedances // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* – 1994. – Vol. 42. – P. 205–211.
133. Kumar P., Kuyyalil J. & Shivaprasad S. M. Ga induced superstructures as templates for lattice matched heteroepitaxial growth of GaN on Si(111) substrate // *Applied Physics Letters* – 2010. – Vol. 97. – P. 221913.
134. Bolshakov A. D., Fedorov V. V., Sapunov G. A., Mozharov A. M., Dvorcekaia L. N., Shugurov K., Shkoldin V., Shtrom I. V., Mukhin M. S., Cirilin G. E. & Mukhin I. S. GaN nanowires on Si (111) substrates via molecular beam epitaxy: growth, electronic and optical properties // *Journal of Physics: Conference Series* – 2018. – Vol. 1092. – P. 012013.
135. Sanford N. A., Blanchard P. T., Bertness K. A., Mansfield L., Schlager J. B., Sanders A. W., Roshko A., Burton B. B. & George S. M. Steady-state and transient photoconductivity in c-axis GaN nanowires grown by nitrogen-plasma-assisted molecular beam epitaxy // *Journal of Applied Physics* – 2010. – Vol. 107. – P. 034318.
136. Cimpoiasu E., Stern E., Klie R., Munden R. A., Cheng G. & Reed M. A. The effect of Mg doping on GaN nanowires // *Nanotechnology* – 2006. – Vol. 17. – P. 5735–5739.
137. Mat Desa M. K., Sapeai S., Azhari A. W., Sopian K., Sulaiman M. Y., Amin N. & Zaidi S. H. Silicon back contact solar cell configuration: A pathway towards higher efficiency // *Renewable and Sustainable Energy Reviews* – 2016. – Vol. 60. – P. 1516–1532.
138. Muller J., Bothe K., Gatz S., Plagwitz H., Schubert G. & Brendel R. Contact Formation and Recombination at Screen-Printed Local Aluminum-Alloyed Silicon Solar Cell Base Contacts // *IEEE Transactions on Electron Devices* – 2011. – Vol. 58. – P. 3239–3245.
139. Mozharov A., Bolshakov A., Cirilin G. & Mukhin I. Numerical modeling of photovoltaic efficiency of n-type GaN nanowires on p-type Si heterojunction // *physica status solidi (RRL) - Rapid Research Letters* – 2015. – Vol. 9. – P. 507–510.
140. Simmons J. G. & Taylor G. W. Nonequilibrium Steady-State Statistics and Associated Effects for Insulators and Semiconductors Containing an Arbitrary Distribution of Traps // *Physical Review B* – 1971. – Vol. 4. – P. 502–511.

141. Bessire C. D., Björk M. T., Schmid H., Schenk A., Reuter K. B. & Riel H. Trap-Assisted Tunneling in Si-InAs Nanowire Heterojunction Tunnel Diodes // *Nano Letters* – 2011. – Vol. 11. – P. 4195–4199.
142. Nguyen H. P. T., Djavid M., Cui K. & Mi Z. Temperature-dependent nonradiative recombination processes in GaN-based nanowire white-light-emitting diodes on silicon // *Nanotechnology* – 2012. – Vol. 23. – P. 194012.
143. Miller E. J., Yu E. T., Waltereit P. & Speck J. S. Analysis of reverse-bias leakage current mechanisms in GaN grown by molecular-beam epitaxy // *Applied Physics Letters* – 2004. – Vol. 84. – P. 535–537.
144. Zhang Y., Wong H.-Y., Sun M., Joglekar S., Yu L., Braga N. A., Mickevicius R. V. & Palacios T. Design space and origin of off-state leakage in GaN vertical power diodes in // *2015 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)* (IEEE, 2015). – P. 35.1.1-35.1.4. doi:10.1109/IEDM.2015.7409830
145. Uren M. J., Caesar M., Karboyan S., Moens P., Vanmeerbeek P. & Kuball M. Electric Field Reduction in C-Doped AlGaIn/GaN on Si High Electron Mobility Transistors // *IEEE Electron Device Letters* – 2015. – Vol. 36. – P. 826–828.
146. Hu F. R., Ochi K., Zhao Y., Choi B. S. & Hane K. Molecular beam epitaxial growth of GaN thin film on Si substrate with InN as interlayer // *Journal of Crystal Growth* – 2006. – Vol. 294. – P. 197–201.
147. Krause O., Ryssel H. & Pichler P. Determination of aluminum diffusion parameters in silicon // *Journal of Applied Physics* – 2002. – Vol. 91. – P. 5645–5649.
148. Reichertz L. A., Gherasoiu I., Yu K. M., Kao V. M., Walukiewicz W. & Ager J. W. Demonstration of a III-Nitride/Silicon Tandem Solar Cell // *Applied Physics Express* – 2009. – Vol. 2. – P. 122202.
149. de Guzman J. A. T., Markevich V. P., Hawkins I. D., Coutinho J., Ayedh H. M., Binns J., Abrosimov N. V., Lastovskii S. B., Crowe I. F., Halsall M. P. & Peaker A. R. Acceptor-oxygen defects in silicon: The electronic properties of centers formed by boron, gallium, indium, and aluminum interactions with the oxygen dimer // *Journal of Applied Physics* – 2021. – Vol. 130. – P. 245703.
150. Niewelt T., Schon J., Warta W., Glunz S. W. & Schubert M. C. Degradation of Crystalline Silicon Due to Boron–Oxygen Defects // *IEEE Journal of Photovoltaics* – 2017. – Vol. 7. – P. 383–398.
151. Walter D. C., Falster R., Voronkov V. V. & Schmidt J. On the equilibrium concentration of boron-oxygen defects in crystalline silicon // *Solar Energy Materials and Solar Cells* – 2017. – Vol. 173. – P. 33–36.
152. Schubert M. C., Habenicht H. & Warta W. Imaging of Metastable Defects in Silicon // *IEEE*

- Journal of Photovoltaics – 2011. – Vol. 1. – P. 168–173.
153. Istratov A. A., Hieslmair H. & Weber E. R. Iron and its complexes in silicon // *Applied Physics A: Materials Science & Processing* – 1999. – Vol. 69. – P. 13–44.
  154. Rosenits P., Roth T., Glunz S. W. & Beljakowa S. Determining the defect parameters of the deep aluminum-related defect center in silicon // *Applied Physics Letters* – 2007. – Vol. 91. – P. 122109.
  155. Yonenaga I. Defects in Crystalline Silicon: Dislocations in // *Handbook of Photovoltaic Silicon* (Springer Berlin Heidelberg, 2019). – P. 541–588. doi:10.1007/978-3-662-56472-1\_24
  156. Saron K. M. A. & Hashim M. R. Broad visible emission from GaN nanowires grown on n-Si (111) substrate by PVD for solar cell application // *Superlattices and Microstructures* – 2013. – Vol. 56. – P. 55–63.
  157. Ghoshtagore R. N. Dopant Diffusion in Silicon. III. Acceptors // *Physical Review B* – 1971. – Vol. 3. – P. 2507–2514.
  158. Grant N. E., Altermatt P. P., Niewelt T., Post R., Kwapil W., Schubert M. C. & Murphy J. D. Gallium-Doped Silicon for High-Efficiency Commercial Passivated Emitter and Rear Solar Cells // *Solar RRL* – 2021. – Vol. 5. – P. 2000754.
  159. Schmidt J. & Macdonald D. Recombination activity of iron-gallium and iron-indium pairs in silicon // *Journal of Applied Physics* – 2005. – Vol. 97. – P. 113712.
  160. Nærland T. U., Bernardini S., Haug H., Grini S., Vines L., Stoddard N. & Bertoni M. On the recombination centers of iron-gallium pairs in Ga-doped silicon // *Journal of Applied Physics* – 2017. – Vol. 122. – P. 085703.
  161. Kawazu A. & Sakama H. Geometric structure of the Si(111) $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -Ga surface // *Physical Review B* – 1988. – Vol. 37. – P. 2704–2706.
  162. Mastro M. A., Kuramata A., Calkins J., Kim J., Ren F. & Pearton S. J. Perspective—Opportunities and Future Directions for Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> // *ECS Journal of Solid State Science and Technology* – 2017. – Vol. 6. – P. P356–P359.
  163. Mohamed M., Janowitz C., Unger I., Manzke R., Galazka Z., Uecker R., Fornari R., Weber J. R., Varley J. B. & Van de Walle C. G. The electronic structure of  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> // *Applied Physics Letters* – 2010. – Vol. 97. – P. 211903.
  164. Villora E. G., Shimamura K., Yoshikawa Y., Ujiie T. & Aoki K. Electrical conductivity and carrier concentration control in  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> by Si doping // *Applied Physics Letters* – 2008. – Vol. 92. – P. 202120.
  165. Lee S. H., Bhopal M. F., Lee D. W. & Lee S. H. Review of advanced hydrogen passivation for high efficient crystalline silicon solar cells // *Materials Science in Semiconductor Processing* – 2018. – Vol. 79. – P. 66–73.

166. Martín I., Vetter M., Orpella A., Voz C., Puigdollers J., Alcubilla R., Kharchenko A. V. & Roca i Cabarrocas P. Improvement of crystalline silicon surface passivation by hydrogen plasma treatment // *Applied Physics Letters* – 2004. – Vol. 84. – P. 1474–1476.
167. Cartier E., Stathis J. H. & Buchanan D. A. Passivation and depassivation of silicon dangling bonds at the Si/SiO<sub>2</sub> interface by atomic hydrogen // *Applied Physics Letters* – 1993. – Vol. 63. – P. 1510–1512.
168. Hallam B. J., Hamer P. G., Wenham S. R., Abbott M. D., Sugianto A., Wenham A. M., Chan C. E., Xu G., Kraiem J., Degoulange J. & Einhaus R. Advanced Bulk Defect Passivation for Silicon Solar Cells // *IEEE Journal of Photovoltaics* – 2014. – Vol. 4. – P. 88–95.
169. Stoica T. & Calarco R. Doping of III-Nitride Nanowires Grown by Molecular Beam Epitaxy // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* – 2011. – Vol. 17. – P. 859–868.
170. Bertness K. A., Roshko A., Mansfield L. M., Harvey T. E. & Sanford N. A. Nucleation conditions for catalyst-free GaN nanowires // *Journal of Crystal Growth* – 2007. – Vol. 300. – P. 94–99.
171. Hestroffer K., Leclere C., Cantelli V., Bougerol C., Renevier H. & Daudin B. In situ study of self-assembled GaN nanowires nucleation on Si(111) by plasma-assisted molecular beam epitaxy // *Applied Physics Letters* – 2012. – Vol. 100. – P. 212107.
172. Gritsenko V. A., Nekrashevich S. S., Vasilev V. V. & Shaposhnikov A. V. Electronic structure of memory traps in silicon nitride // *Microelectronic Engineering* – 2009. – Vol. 86. – P. 1866–1869.
173. Johnson N., Ponce F., Street R. & Nemanich R. Defects in single-crystal silicon induced by hydrogenation // *Physical Review B* – 1987. – Vol. 35. – P. 4166–4169.
174. Fukata N., Sasaki S., Murakami K., Ishioka K., Nakamura K. G., Kitajima M., Fujimura S., Kikuchi J. & Haneda H. Hydrogen molecules and hydrogen-related defects in crystalline silicon // *Physical Review B* – 1997. – Vol. 56. – P. 6642–6647.
175. Nordmark H., Ulyashin A., Walmsley J. C., Tøtdal B. & Holmestad R. Evolution of hydrogen induced defects during annealing of plasma treated Czochralski silicon // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* – 2006. – Vol. 253. – P. 176–181.
176. Jeng S. J., Oehrlein G. S. & Scilla G. J. Hydrogen plasma induced defects in silicon // *Applied Physics Letters* – 1988. – Vol. 53. – P. 1735–1737.
177. Hatzakis M., Canavello B. J. & Shaw J. M. Single-Step Optical Lift-Off Process // *IBM Journal of Research and Development* – 1980. – Vol. 24. – P. 452–460.
178. Portz V., Schnedler M., Eisele H., Dunin-Borkowski R. E. & Ebert P. Electron affinity and surface states of GaN m-plane facets: Implication for electronic self-passivation // *Physical Review B* – 2018. – Vol. 97. – P. 115433.

179. Mishra M., Krishna TC S., Rastogi P., Aggarwal N., Chauhan A. K. S., Goswami L. & Gupta G. New Approach to Clean GaN Surfaces // *Materials Focus* – 2014. – Vol. 3. – P. 218–223.
180. Fan Z., Mohammad S. N., Kim W., Aktas Ö., Botchkarev A. E. & Morkoç H. Very low resistance multilayer Ohmic contact to n -GaN // *Applied Physics Letters* – 1996. – Vol. 68. – P. 1672–1674.
181. Wang D.-F., Shiwei F., Lu C., Motayed A., Jah M., Mohammad S. N., Jones K. A. & Salamanca-Riba L. Low-resistance Ti/Al/Ti/Au multilayer ohmic contact to n-GaN // *Journal of Applied Physics* – 2001. – Vol. 89. – P. 6214–6217.
182. Qin Z. X., Chen Z. Z., Tong Y. Z., Ding X. M., Hu X. D., Yu T. J. & Zhang G. Y. Study of Ti/Au, Ti/Al/Au, and Ti/Al/Ni/Au ohmic contacts to n -GaN // *Applied Physics A: Materials Science & Processing* – 2004. – Vol. 78. – P. 729–731.
183. Sanjay S. & Baskar K. Fabrication of Schottky barrier diodes on clump of gallium nitride nanowires grown by chemical vapour deposition // *Applied Surface Science* – 2018. – Vol. 456. – P. 526–531.
184. Lin M. E., Ma Z., Huang F. Y., Fan Z. F., Allen L. H. & Morkoç H. Low resistance ohmic contacts on wide band-gap GaN // *Applied Physics Letters* – 1994. – Vol. 64. – P. 1003–1005.
185. Calarco R., Marso M., Richter T., Aykanat A. I., Meijers R., v.d. Hart A., Stoica T. & Lüth H. Size-dependent Photoconductivity in MBE-Grown GaN-Nanowires // *Nano Letters* – 2005. – Vol. 5. – P. 981–984.
186. González-Posada F., Songmuang R., Den Hertog M. & Monroy E. Room-Temperature Photodetection Dynamics of Single GaN Nanowires // *Nano Letters* – 2012. – Vol. 12. – P. 172–176.
187. Rose A. Space-Charge-Limited Currents in Solids // *Physical Review* – 1955. – Vol. 97. – P. 1538–1544.
188. Bhapkar U. V & Shur M. S. Monte Carlo calculation of velocity-field characteristics of wurtzite GaN // *Journal of Applied Physics* – 1997. – Vol. 82. – P. 1649–1655.
189. Richter T., Meijers H. L. R., Calarco R. & Marso M. Doping Concentration of GaN Nanowires Determined by Opto-Electrical Measurements // *Nano Letters* – 2008. – Vol. 8. – P. 3056–3059.
190. Fang Z., Robin E., Rozas-Jiménez E., Cros A., Donatini F., Mollard N., Pernot J. & Daudin B. Si Donor Incorporation in GaN Nanowires // *Nano Letters* – 2015. – Vol. 15. – P. 6794–6801.
191. Barker J. M., Akis R., Thornton T. J., Ferry D. K. & Goodnick S. M. High Field Transport Studies of GaN // *physica status solidi (a)* – 2002. – Vol. 190. – P. 263–270.
192. Wraback M., Shen H., Carrano J. C., Li T., Campbell J. C., Schurman M. J. & Ferguson I. T. Time-resolved electroabsorption measurement of the electron velocity-field characteristic in GaN // *Applied Physics Letters* – 2000. – Vol. 76. – P. 1155–1157.

193. Kolník J., Oğuzman İ. H., Brennan K. F., Wang R., Ruden P. P. & Wang Y. Electronic transport studies of bulk zincblende and wurtzite phases of GaN based on an ensemble Monte Carlo calculation including a full zone band structure // *Journal of Applied Physics* – 1995. – Vol. 78. – P. 1033–1038.
194. Yamakawa S., Aboud S., Saraniti M. & Goodnick S. M. Influence of the electron–phonon interaction on electron transport in wurtzite GaN // *Semiconductor Science and Technology* – 2004. – Vol. 19. – P. S475–S477.
195. Lundstrom M. S. & Schuelke R. J. Numerical analysis of heterostructure semiconductor devices // *IEEE Transactions on Electron Devices* – 1983. – Vol. 30. – P. 1151–1159.
196. Grove A. S. *Physics and technology of semiconductor devices* (Wiley, 1967).
197. Chin V. W. L., Tansley T. L. & Osotchan T. Electron mobilities in gallium, indium, and aluminum nitrides // *Journal of Applied Physics* – 1994. – Vol. 75. – P. 7365–7372.
198. Varadhan P., Fu H.-C., Priante D., Retamal J. R. D., Zhao C., Ebaid M., Ng T. K., Ajia I., Mitra S., Roqan I. S., Ooi B. S. & He J.-H. Surface Passivation of GaN Nanowires for Enhanced Photoelectrochemical Water-Splitting // *Nano Letters* – 2017. – Vol. 17. – P. 1520–1528.
199. Motayed A., Vaudin M., Davydov A. V., Melngailis J., He M. & Mohammad S. N. Diameter dependent transport properties of gallium nitride nanowire field effect transistors // *Applied Physics Letters* – 2007. – Vol. 90. – P. 043104.
200. Gačević Ž., López-Romero D., Juan Mangas T. & Calleja E. A top-gate GaN nanowire metal–semiconductor field effect transistor with improved channel electrostatic control // *Applied Physics Letters* – 2016. – Vol. 108. – P. 033101.
201. Yu F., Rümmler D., Hartmann J., Caccamo L., Schimpke T., Strassburg M., Gad A. E., Bakin A., Wehmann H. H., Witzigmann B., Wasisto H. S. & Waag A. Vertical architecture for enhancement mode power transistors based on GaN nanowires // *Applied Physics Letters* – 2016. – Vol. 108. – P. 213503.
202. Himmerlich M., Lymperakis L., Gutt R., Lorenz P., Neugebauer J. & Krischok S. GaN(0001) surface states: Experimental and theoretical fingerprints to identify surface reconstructions // *Physical Review B* – 2013. – Vol. 88. – P. 125304.
203. Cywinski G., Kudrawiec R., Janicki Ł., Misiewicz J., Cywinski G., Janicki U., Chèze C., Siekacz M., Sawicka M., Wolny P., Bokowski M., Skierbiszewski C., Cywiński G., Chèze C., Wolny P., Boc'kowski M. B. & Skierbiszewski C. Surface properties of c-plane GaN grown by plasma-assisted molecular beam epitaxy // *Article in Journal of Vacuum Science & Technology B Microelectronics and Nanometer Structures* – 2013. – Vol. 31. – P. 3–112.
204. Koley G. & Spencer M. G. Surface potential measurements on GaN and AlGaIn/GaN heterostructures by scanning Kelvin probe microscopy // *Journal of Applied Physics* – 2001. –

- Vol. 90. – P. 337–344.
205. Segev D. & Van de Walle C. G. Electronic structure of nitride surfaces // *Journal of Crystal Growth* – 2007. – Vol. 300. – P. 199–203.
  206. Winnerl A., Garrido J. A. & Stutzmann M. GaN surface states investigated by electrochemical studies // *Applied Physics Letters* – 2017. – Vol. 110. – P. 101602.
  207. Barbet S., Aubry R., di Forte-Poisson M.-A., Jacquet J.-C., Deresmes D., Mélin T. & Théron D. Surface potential of n- and p-type GaN measured by Kelvin force microscopy // *Applied Physics Letters* – 2008. – Vol. 93. – P. 212107.
  208. Crowell C. R. & Sze S. M. Current transport in metal-semiconductor barriers // *Solid-State Electronics* – 1966. – Vol. 9. – P. 1035–1048.
  209. Cowley A. M. & Sze S. M. Surface states and barrier height of metal-semiconductor systems // *Journal of Applied Physics* – 1965. – Vol. 36. – P. 3212–3220.
  210. Yang K., East J. R. & Haddad G. I. Numerical modeling of abrupt heterojunctions using a thermionic-field emission boundary condition // *Solid-State Electronics* – 1993. – Vol. 36. – P. 321–330.
  211. Blank T. V & Goldberg Y. A. The current flow mechanism in metal–semiconductor ohmic contacts // *Semiconductors* – 2007. – Vol. 41. – P. 1281–1308.
  212. Crowe T. W., Mattauch R. J., Roser H. P., Bishop W. L., Peatman W. C. B. & Liu X. GaAs Schottky diodes for THz mixing applications // *Proceedings of the IEEE* – 1992. – Vol. 80. – P. 1827–1841.
  213. Champlin K. S. & Eisenstein G. Cutoff Frequency of Submillimeter Schottky-Barrier Diodes // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* – 1978. – Vol. 26. – P. 31–34.
  214. Lawton E. L., Wallenberger F. T. & Li H. Recent Advances in Oxide Glass Fiber Science // *MRS Proceedings* – 2001. – Vol. 702. – P. U5.2.1.
  215. Добуш И. М. Исследование методов деэMBEDДИНГА « Open », « Open-Short », « Open-Short-Thru » для зондовых измерений параметров рассеяния элементов СВЧ - монолитных интегральных схем // *Доклады томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники* – 2014. – Vol. 4. – P. 138–145.
  216. Иванов П. А., Потапов А. С. & Самсонова Т. П. Анализ прямых вольт-амперных характеристик неидеальных барьеров Шоттки Ti / 4 H -SiC // *Физика И Техника Полупроводников* – 2009. – Vol. 43. – P. 197–200.
  217. Dreyer C. E., Janotti A. & Van de Walle C. G. Effects of strain on the electron effective mass in GaN and AlN // *Applied Physics Letters* – 2013. – Vol. 102. – P. 142105.
  218. Pipinys P. & Lapeika V. Analysis of Reverse-Bias Leakage Current Mechanisms in Metal/GaN Schottky Diodes // *Advances in Condensed Matter Physics* – 2010. – Vol. 2010. – P. 1–7.



219. Mui D., Strite S. & Morkoç H. On the barrier lowering and ideality factor of ideal Al/GaAs Schottky diodes // *Solid-State Electronics* – 1991. – Vol. 34. – P. 1077–1081.
220. Hübers H.-W. & Röser H. P. Temperature dependence of the barrier height of Pt/n-GaAs Schottky diodes // *Journal of Applied Physics* – 1998. – Vol. 84. – P. 5326–5330.
221. Hudait M. . & Krupanidhi S. . Doping dependence of the barrier height and ideality factor of Au/n-GaAs Schottky diodes at low temperatures // *Physica B: Condensed Matter* – 2001. – Vol. 307. – P. 125–137.
222. Ayyıldız E., Batı B., Temirci C. & Türüt A. Dependence of thermal annealing on the density distribution of interface states in Ti/n-GaAs(Te) Schottky diodes // *Applied Surface Science* – 1999. – Vol. 152. – P. 57–62.
223. Берковиц В. Л., Бессолов В. Н., Львова Т. В., Новиков Е. Б., Сафаров В. И., Хасиева Р. В. & Царенков Б. В. Потенциальные барьеры на поверхности n- и p-GaAs (100): кинетика движения поверхностного уровня Ферми при химической обработке // *Физика и техника полупроводников* – 1991. – Vol. 25. – P. 1406–1413.
224. Huang Y., Chen X. D., Fung S., Beling C. D. & Ling C. C. Experimental study and modeling of the influence of screw dislocations on the performance of Au/n-GaN Schottky diodes // *Journal of Applied Physics* – 2003. – Vol. 94. – P. 5771–5775.
225. Diale M. & Auret F. D. Effects of chemical treatment on barrier height and ideality factors of Au/GaN Schottky diodes // *Physica B: Condensed Matter* – 2009. – Vol. 404. – P. 4415–4418.
226. Mazari H., Ameer K., Benseddik N., Mazari H., Ameer K., Boumesjed A., Khelifi R., Mansouri S., Benyahya N., Benamara Z. & Bluet J.-M. Analysis of the current-voltage characteristic of the Schottky diode based on free-standing GaN substrate // *Theo. Exp. NANOTECHNOLOGY* – 2020. – Vol. 4. – P. 47–55.
227. Khan M. R. H., Detchprohm T., Hacke P., Hiramatsu K. & Sawaki N. The barrier height and interface effect of Au-n-GaN Schottky diode // *Journal of Physics D: Applied Physics* – 1995. – Vol. 28. – P. 1169–1174.
228. Lee S.-Y., Jang C.-O., Hyung J.-H., Kim T.-H. & Lee S.-K. High-temperature characteristics of GaN nano-Schottky diodes // *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures* – 2008. – Vol. 40. – P. 3092–3096.
229. Hwang C., Hyung J.-H., Lee S.-Y., Jang C.-O., Kim T.-H., Choi P. & Lee S.-K. The formation and characterization of electrical contacts (Schottky and Ohmic) on gallium nitride nanowires // *Journal of Physics D: Applied Physics* – 2008. – Vol. 41. – P. 159802–159802.
230. Alekseev P. A., Dunaevskiy M. S., Ulin V. P., Lvova T. V., Filatov D. O., Nezhdanov A. V., Mashin A. I. & Berkovits V. L. Nitride Surface Passivation of GaAs Nanowires: Impact on Surface State Density // *Nano Letters* – 2015. – Vol. 15. – P. 63–68.

231. Gurwitz R. & Shalish I. Method for electrical characterization of nanowires // *Nanotechnology* – 2011. – Vol. 22. – P. 435705.
232. Calahorra Y., Yalon E. & Ritter D. On the diameter dependence of metal-nanowire Schottky barrier height // *Journal of Applied Physics* – 2015. – Vol. 117. – P. 034308.
233. Santoruvo G., Samizadeh Nikoo M. & Matioli E. Broadband Zero-Bias RF Field-Effect Rectifiers Based on AlGaN/GaN Nanowires // *IEEE Microwave and Wireless Components Letters* – 2020. – Vol. 30. – P. 66–69.
234. Levenberg K. A method for the solution of certain non-linear problems in least squares // *Quarterly of Applied Mathematics* – 1944. – Vol. 2. – P. 164–168.
235. Marquardt D. W. An Algorithm for Least-Squares Estimation of Nonlinear Parameters // *Journal of the Society for Industrial and Applied Mathematics* – 1963. – Vol. 11. – P. 431–441.
236. Вендик О. Г., Зубко С. П. & Никольский М. А. Моделирование И Расчет Емкости Планарного Конденсатора, Содержащего Тонкий Слой Сегнетоэлектрика // *ЖТФ* – 1999. – Vol. 69. – P. 1–7.
237. Liu Q. Z. & Lau S. S. A review of the metal–GaN contact technology // *Solid-State Electronics* – 1998. – Vol. 42. – P. 677–691.
238. On J., Yu-Ting Yeh & Caggiano M. F. Inductance calculation of complicated interconnects under the influence of a ground plane in // *53rd Electronic Components and Technology Conference, 2003. Proceedings.* (IEEE, 2003). – P. 1608–1612. doi:10.1109/ECTC.2003.1216514
239. Vasilache D., Iordanescu S., Avramescu V., Petrini I., Rizescu R. & Muller A. Air bridges and planar inductors for MMICs in // *1998 International Semiconductor Conference. CAS'98 Proceedings (Cat. No.98TH8351)* (IEEE, 1998). – Vol. 2. – P. 609–612.
240. Bolshakov A. D., Mozharov A. M., Sapunov G. A., Shtrom I. V., Sibirev N. V., Fedorov V. V., Ubyivovk E. V., Tchernycheva M., Cirlin G. E. & Mukhin I. S. Dopant-stimulated growth of GaN nanotube-like nanostructures on Si(111) by molecular beam epitaxy // *Beilstein Journal of Nanotechnology* – 2018. – Vol. 9. – P. 146–154.
241. Мурель А. В., Новиков А. В., Шашкин В. И. & Юрасов Д. В. Модификация высоты барьера в диодах Шоттки на кремнии при использовании сильно легированных 3D- и 2D-слоев – 2012. – Vol. 46. – P. 1384–1387.
242. Cho Y., Kim H.-K., Nekovee M. & Jo H.-S. Coexistence of 5G With Satellite Services in the Millimeter-Wave Band // *IEEE Access* – 2020. – Vol. 8. – P. 163618–163636.